

M. Waldschmidt

1967

Eine Methode zur Untersuchung
von Konversionselektronen-Spektren
im 180° - β -Spektrometer mit Hilfe
elektronischer Rasterzähler

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät

von
Matthias Waldschmidt

Institut für Kernphysik der
Johann Wolfgang Goethe - Universität
zu Frankfurt am Main

Januar 1967

Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. J. Stauff

1. Gutachter: Prof. Dr. E. Schopper

2. Gutachter: Prof. Dr. W. Schütze

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Mai 1967



Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	4
2. Bisher verwendete Verfahren zur simultanen Registrierung	5
2.1 Nichtdispersive Meßverfahren	5
2.2 Dispersive Messungen	5
2.3 Simultane, dispersive Methoden	6
2.4 Allgemeine Bemerkungen über Spektrometer- typen für simultane Messungen	12
3. Das Spektrometer	13
3.1 Der Magnet	13
3.2 Die Spektrometerkammer	13
3.3 Magnetstromversorgung und Feldmessung	14
3.4 Luminosität und Energieauflösung	15
4. Halbleiterzähler	17
4.1 Mechanismus	17
4.2 Schneidversuche	19
4.3 Rasterzählerherstellung	21
4.4 Unvollständige Energieverluste im Detektor	21
4.41 Rückstreuung	23
4.42 Vorwärtsstreuung	28
4.43 Seitliche Streuung	31
4.5 Relatives Ansprechvermögen	38
4.6 Detektorrauschen	39
5. Elektronik	41
5.1 Nuvisitor-Vorverstärker	42
5.2 System Ortec 207	43
5.3 Vorverstärker mit Feldeffekt-Transistoren	43
5.4 Registrierung der elektrischen Impulse	45
5.41 Spannungsteiler	45
5.42 Adressierelektronik	46

	Seite
6. Test- und Vergleichsmessungen	48
6.1 Konversionslinien von Caesium 137	48
6.2 Konversionslinien von Gold 198	51
6.3 Diskussion der Ergebnisse	54
7. Anwendung der Rasterzähler bei Neutronen-Einfangreaktionen	59
7.1 Vergleich zwischen (n,γ) - und (n,e) -Reaktionen	59
7.2 Meßprinzip	60
7.3 Experimentelle Anordnung	63
7.4 Ergebnis	65
7.5 Vorschlag für eine Meßanordnung	65
8. Zusammenfassung	67
9. Literaturverzeichnis	69

1. Einleitung

Die Ermittlung eines β -Spektrums mit Hilfe eines Elektrospektrometers, wobei die Elektronen mit einem Einzelzähler nachgewiesen werden, erfordert bei guter Energieauflösung einen erheblichen Zeitaufwand, der die Messung erschwert und bei kurzlebigen oder intensitätsschwachen Zerfallsprozessen sogar unmöglich macht. Unter Beibehaltung der hervorragenden Energieauffächerung durch ein magnetisches Feld lässt sich dieser Nachteil dadurch vermeiden, daß der elektronische Einzelzähler durch eine Vielzahl von Detektoren, einen sogenannten Rasterzähler, ersetzt wird⁺⁾ . Unter der im folgenden als simultane Registrierung eines Spektrums bezeichneten Methode ist die gleichzeitige Erfassung eines Energiebereiches gemeint. Sie gestattet auch die Messung mit β -Übergängen koinzidenter Ereignisse. Bei Koinzidenzverfahren tritt das Intensitätsproblem in verstärktem Maße auf.

In der vorliegenden Arbeit wird die Anwendungsmöglichkeit von Halbleiterrasterzählern in einem magnetischen 180° - β -Spektrometer diskutiert und die Verarbeitung der elektrischen Impulse in transistorisierten Vorverstärkern und in einer Adressierelektronik beschrieben. In Test- und Vergleichsmessungen werden Möglichkeiten und Grenzen des Verfahrens demonstriert. Als Anwendungsbeispiel wird die Eignung der Methode beim Konversionselektronenspektrum der (n,e) -Reaktion an Samarium 150 untersucht.

⁺⁾ Über einen Teil der Arbeit (Kapitel 3 bis 6) wurde vom Verfasser auf der Frühjahrstagung 1965 der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Fachausschuß Kernphysik in Bad Pyrmont vorgetragen. Im AED-Bericht des Gmelin-Institutes referiert ¹⁾.

2. Bisher verwendete Verfahren zur simultanen Registrierung

Die kernphysikalischen Verfahren zur Gewinnung von β -Spektren (vgl. ²) lassen sich in zwei Gruppen unterteilen, je nachdem ob das β -Strahlbündel vor dem Teilchennachweis nach der Energie bzw. dem Impuls der Elektronen aufgespalten wird oder nicht. Man spricht daher von dispersiven und nicht-dispersiven Meßverfahren.

2.1 Nichtdispersive Meßverfahren

Diese Verfahren beruhen auf einer Energieselektion im Detektor. Die verwendbaren Detektoren sind: Proportionalzählrohre, Szintillationszähler und seit etwa 1962 Halbleiterzähler. Mit Hilfe eines Vielkanal-Pulshöhen-Analysators lässt sich ein Elektronenspektrum simultan aufnehmen. Das heißt, daß jedes von der Quelle in einen definierten Raumwinkel emittierte Elektron gemäß seiner Energie in einem entsprechenden Kanal registriert wird. Nachteilig ist jedoch, daß die Impulshöhe durch die Statistik der Ionisationsereignisse sowie von Detektor- und Elektronikrauschen beeinflusst wird.

Ferner geben infolge der Rückstreuung nicht alle Elektronen ihre gesamte Energie im Detektor ab. Es entstehen also zu kleine Impulse, die eine Verfälschung besonders des energieschwächeren Teils des Spektrums bewirken. Beide Nachteile lassen sich grundsätzlich vermeiden, wenn die Energieauflösung funktionell von der Teilchenzählung getrennt wird.

2.2 Dispersive Messungen

Der zu analysierende, ausgeblendete Elektronenstrahl wird mit Hilfe eines elektrischen oder meist magnetischen Feldes in einem Spektrometer je nach dem Impuls der Teilchen verschieden stark abgelenkt und so nach Energien aufgefächert. Durch Messung der magnetischen Induktion B und des Krümmungsradius ρ der Elektronenbahn wird unter Benutzung von Beziehung (1) die Energie E_β der Elektronen bestimmt.

$$E_{\beta} = m_e c^2 \left[\sqrt{\left(\frac{e}{m_e c}\right)^2 \cdot (B\rho)^2 + 1} - 1 \right] \quad (1)$$

$\frac{e}{m_e}$ und c sind die bekannten Konstanten der spezifischen Elektronenladung bzw. der Lichtgeschwindigkeit.

Bei einer schrittweisen Aufnahme des β -Spektrums im Spektrometer führt man durch Veränderung der magnetischen Induktion B einen definierten Impulsbereich des Elektronenspektrums zeitlich nacheinander über den Detektorspalt. Das Spektrum wird also im Spektrometer nichts simultan aufgenommen.

2.3 Simultane, dispersive Methoden

Wie Formel (1) zu entnehmen ist, sind bei konstanter Induktion verschiedenen Energiewerten unterschiedliche Krümmungsradien zugeordnet. Diese Tatsache ermöglicht bei dispersiver Untersuchung die simultane Registrierung eines größeren Ausschnittes des β -Spektrums. Man muß solche Detektorsysteme verwenden, die eine Ortsbestimmung innerhalb des Spektralbereiches der auftreffenden Elektronen in der Fokalebene des Spektrometers ermöglichen. Eine gute Energieauflösung der einzelnen Zähler ist scheinbar nicht erforderlich, da von ihnen nur eine "ja-nein"-Aussage zu treffen ist. Dies ist jedoch nur bedingt richtig.

Zum Nachweis der Anzahl der Elektronen an Orten des aufgefächerten Elektronenstrahls wurde besonders in älteren Arbeiten die photographische Platte benutzt. Hierbei wird die Schwärzung als Maß für die Elektronenintensität verwendet. Besser ist jedoch die Methode von P. Kleinheins³⁾⁴⁾ geeignet, bei der die Einzelspuren der Elektronen in besonderen Photoemulsionen registriert und gezählt werden. Nachteilig ist bei diesem Verfahren, daß die photographische Platte keine Koinzidenzexperimente gestattet. Außerdem ist die Auswertung langwierig und erfordert viel Erfahrung.

Es sollte daher ein elektronisches Verfahren entwickelt werden, das nach Dispersion des Teilchenbündels eine Aussage über den Ort der Teilchen und ihre jeweilige Intensität ermöglicht. Durch diese Methode kann die photographische Platte ersetzt werden, indem im Ablenkungsbereich des Elektronenstrahls eine Anzahl von Detektoren angebracht wird, die simultan die Strahlintensität in dem jedem Detektor zukommenden Spektralbereich registriert. Hierfür wird die Bezeichnung "Rasterzähler" vorgeschlagen.

Es wäre damit eine Methode gefunden, die bei guter Energieauflösung und geringer Störung durch Sekundärprozesse bei guter Linienform die simultane Registrierung von Elektronenspektren auch in Koinzidenzexperimenten gestattet⁺⁾ . In Tabelle 1 sind die eben besprochenen Vor- und Nachteile der verschiedenen Meßverfahren noch einmal zusammengefasst.

	Nichtdispersive Verfahren	Dispersive Verfahren		
		Spektrometer	Spektrograph	Rasterzähler-spektrometer
Energieauflösung	-	+	+	+
Linienform	-	+	+	+
Simultaneität	+	-	+	+
Koinzidenz	+	+	-	+

Tabelle 1 Vorteile (+) und Nachteile (-) verschiedener Energieanalysatoren

⁺⁾ Bei der Ausführung von Koinzidenzmessungen mit Hilfe des magnetischen Spektrometers und einem elektronischen Zähler, wie z.B. einem Halbleiterzähler, ist auf die Laufzeit der Elektronen zu achten. Sie beträgt beispielsweise für Elektronen einer Energie von 100 KeV, entsprechend $v/c = 0,55$ bei 7 cm Bahnradius in dem vorhandenen Gerät $1,33 \cdot 10^{-9}$ s.

Neben der photographischen Registrierung von Energieverteilungen ist bisher eine ganze Reihe von Verfahren untersucht worden, um Spektren in magnetischen Spektrometern simultan aufzunehmen, und zwar mit den verschiedensten elektronischen Detektoren.

1. Gasentladungsvielfachzähler

Eine der ersten Arbeiten auf diesem Gebiet stammt von W.Y. C h a n g und S. R o s e n b l u m ⁵⁾. Zur Bestimmung von α -Teilchenspektren in einem magnetischen Spektrometer verwendeten sie eine Anordnung von acht nebeneinanderliegenden, je 4 mm breiten Funkenzählern. Die in einer gemeinsamen Kammer untergebrachten Zähler arbeiteten bei Luftdruck, das Zählgas war Luft. Die Zähler zeichneten sich durch eine hohe Eigenverstärkung aus, so daß eine einzige nachgeschaltete Röhrenverstärkerstufe registrierbare Impulse ergab. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für α -Teilchen betrug 100 %, während selbst intensive Bestrahlung mit β - oder γ -Strahlung infolge deren geringer Ionisationsdichte keine Impulse auslösen konnte. Aus diesem Grunde eignet sich das Detektorsystem der oben genannten Autoren nicht für die β -Spektroskopie. Ferner bereitet es Schwierigkeiten, wegen der geringen geometrischen Toleranzen kleinere Anordnungen als oben angegeben, herzustellen⁺).

2. Szintillationsvielfachzähler

Gelegentlich wurden magnetische Analysatoren für β -Teilchen benutzt, bei denen die Fokalebene mit wenigen Szintillationszählern ausgelegt worden waren (z.B. das "Los Alamos Compton Spectrometer"). Die weiteste Entwicklung wurde von B. E l b e k und M. N a k a m u r a ⁶⁾ durchgeführt. 15 je 4 mm breite Plastik- oder Anthrazenszintillatoren waren nebeneinander in einem Sektorfeldspektrometer ange-

⁺) Eine Zählerbreite von 0,8 mm ist dem Auflösungsvermögen des hier verwendeten Spektrometers angemessen.
Vergl. Abschnitt 6.3.

bracht und überdeckten einen Impulsbereich von 8 % des mittleren Impulses. Durch Aufteilung der Lichtintensitäten nach einem geeigneten Kombinationsprinzip war es möglich, die Zahl der verwendeten Sekundärelektronenvervielfacher auf 4 zu reduzieren. Dafür war ein Digital- zu Analog-Konverter erforderlich, um die Pulse in entsprechenden Kanälen eines Vielkanalanalysators einzusortieren. Folgende Schwierigkeiten sind beim Arbeiten mit Szintillationszählern in der beschriebenen Anordnung aufgetreten:

- a. Szintillator mit Lichtleiter und konventionellem Multiplier sind groß im Vergleich zu dem zur Verfügung stehenden Raum. Trotz der Verwendung von nur 4 Multipliern betrug die Szintillatorbreite noch 4 mm und bestimmte damit das Auflösungsvermögen der Apparatur. Durch Einführung von Rasterblenden kann die Energieauflösung verbessert werden, dafür wird der nicht ausgenutzte Raum zwischen den einzelnen Zählern größer.
- b. Multiplier werden von Magnetfeldern in ihrer Arbeitsweise gestört.
- c. Bei Kodierung der Ausgangssignale wird eine aufwendige Adressierelektronik erforderlich.
- d. Wegen der nicht für alle Kanäle gleichmäßigen Kodierung der elektrischen Impulse haben die Einzelzähler verschiedene Ansprechwahrscheinlichkeit. So erfordert z.B. ein spezieller Energiekanal eine Vierfach-Koinzidenz, bei anderen Kanälen ist keine Koinzidenz erforderlich. Die Abweichung vom Sollwert beträgt zum Teil mehr als 15 %.
- e. Unterhalb einer Elektronenenergie von 100 KeV verhindert das elektronische Rauschen der Verstärkerapparatur eine Einsortierung der Elektronenenergien.

3. Halbleiterzähler

Nach Entwicklung der Halbleiterzähler wurden diese Detektoren auch in magnetischen Spektrometern verwendet ⁷⁾⁸⁾. Sie besitzen keine Eigenverstärkung wie Gasentladungs- oder Szintillationszähler. Die elektrischen Signale müssen

daher mit einem empfindlichen, rauscharmen Verstärker vergrößert werden. Dafür haben sie im Vergleich zu jenen Detektoren folgende Vorteile:

1. Halbleiterzähler lassen sich mit sehr kleinen Abmessungen herstellen. Ihre empfindliche Zone lässt sich leicht durch Verwendung beliebig gestalteter Aufdampfmasken für die Vorderelektrode in geeignete Form bringen.
2. Sie werden von magnetischen Feldern praktisch nicht beeinflusst, weshalb sie besonders für magnetische Spektrometer geeignet sind.

Aus diesen beiden Gründen können Halbleiterzähler in magnetischen Spektrometern Verwendung finden, um Photoplatte, Gasentladungs- oder Szintillationszähler zu ersetzen. Besonders einfach ist die Verwendung von Halbleiterrasterzählern bei der Untersuchung der Energie schwerer Teilchen im Gebiet einiger MeV, weil infolge der hohen Ionisationsdichte Zähler mit dünner empfindlicher Zone benutzt werden können und weil ferner wegen der hohen Energie die Ausgangsimpulse wesentlich größer werden als z.B. bei β -Strahlen radioaktiver Isotope. Halbleiterzähler sind daher besonders häufig in der α -Spektroskopie verwendet worden. Bei zusätzlichem Aufwand an Verstärkern ist ihre Verwendung auch in der β -Spektroskopie möglich.

Man kennt in der simultanen Teilchenspektroskopie drei verschiedene Ausführungsformen von Halbleiterzählern.

a) Vielfachzähler.

Es werden einzelne Zähler verwendet und isoliert nebeneinander gesetzt. Über Verstärker werden die einzelnen Streifen mit Zählwerken versehen oder die Pulse der Zähler werden je nach Entstehungsort über zwei verschieden große Verzögerungsleitungen geschickt. Mit Hilfe eines Zeitdifferenz- zu Impulshöhen-Konverters können die Pulse in einem Vielkanalanalysator registriert werden.

Eine simultane Registrierung in einem magnetischen β -Spektrometer lässt sich insbesondere bei kleinen Energien nur dadurch erreichen, daß jeder elektrische Impuls von einem

Detektorelement durch einen rauscharmen Verstärker vergrößert wird. Bei einzelnen, getrennten Zählern wurde eine derartige Nachweismethode bereits untersucht, wie in ⁹⁾¹⁰⁾ beschrieben. Sie hat den Vorteil, daß defekte Einzeldetektoren leicht ersetzt werden können. Nachteilig ist aber, daß die Zählerstreifen relativ breit sein müssen. Die Zähler, die von S. F r i e d l a n d u. a. verwendet wurden, waren ca. 1 cm breit mit einem fast ebenso großen Zwischenraum⁺⁾ . Bei Spektrometern kleiner Abemssungen, also geringer Dispersion, ist das Auflösungsvermögen entsprechend schlecht.

b) Dreielektrodenzähler.

Es wird ein einziger, breiter Zähler verwendet, jedoch mit zwei Rückseitenelektroden, so daß ein ionisierendes Teilchen zwei elektrische Pulse ergibt, die sich aufgrund der unterschiedlichen Entfernungen des Auftreffortes von den beiden Kontakten durch verschiedene Pulsanstiegszeiten unterscheiden. Bei Verwendung eines Pulsanstiegszeit- zu Pulshöhenkonverters lassen sich die Pulse wieder in einem Vielkanalanalysator registrieren ¹¹⁾¹²⁾. Leider ist dieses elegante Adressierverfahren auf solche Fälle beschränkt, bei denen ausreichend große Pulse mit einem guten Signal- zu Untergrund-Verhältnis zur Verfügung stehen.

c) Rasterzähler.

Der Vielfachzähler kann auch auf einem einzigen Siliziumblock aufgebaut sein, wenn die Vorderelektrode beim Aufdampfen durch eine Rastermaske in einzelne Streifen aufgelöst ist ¹³⁾. Da sich bei diesen Zählern der tote Raum zwischen den Detektorstreifen fast völlig vermeiden lässt und der einzelne Zähler sehr schmal gemacht werden kann, werden in der vorliegenden Arbeit solche Rasterzähler auf ihre Verwendbarkeit für

⁺⁾ Käufliche Einzelzähler für zusammensetzbare Detektoranordnungen der Firma Ortec sind 3,0 mm breit.

die β -Spektroskopie untersucht. Bezüglich der Abmessungen der Einzelzähler ergibt sich eine optimale Breite, die durch die geforderte Energieauflösung und durch die Elektronenstreuung im Detektor bestimmt ist. Die Verarbeitung der Pulse in einem Registriergerät kann wie bei zusammengesetzten Detektoren erfolgen.

2.4 Allgemeine Bemerkungen über Spektrometertypen für simultane Messungen

180° -Spektrometer sind hinsichtlich der Größe des fokussierbaren Spektralbereiches für simultane Messungen am besten geeignet, weil sich bei ihnen maximale und minimale Elektronenenergie bis zu einem Faktor 5 unterscheiden können. Bei ihnen lassen sich, wie bei vielen anderen "flachen" Spektrometertypen Rasterzähler verwenden, z.B. im doppelt fokussierenden $\pi/\sqrt{2}$ -Spektrometer, bei dem der Fokussierungsbereich nur etwa 10 % der streng fokussierten Energie umfaßt ¹⁴). Hinsichtlich der Transmission sind $\pi/\sqrt{2}$ -Spektrometer dem 180° -Spektrometer überlegen. Da zusammengehörige Konversionselektronenlinien im allgemeinen in einem schmalen Spektralbereich auftreten, stellt der kleinere Fokussierungsbereich des $\pi/\sqrt{2}$ -Spektrometers keinen wesentlichen Nachteil dar.

Auch Sektorfeldspektrometer wurden für simultane Messungen verwendet.

Linsenspektrometer würden für simultane Messungen konzentrische Ringzähler erfordern, deren Herstellung, verglichen mit linearen Anordnungen, erheblich schwieriger sein dürfte. Ihre Verwendung mit einem simultanen Meßverfahren ist bisher nicht bekannt geworden.

3. Das Spektrometer

3.1 Der Magnet

Ein für simultane Messungen gut geeigneter Magnet eines 180° - β -Spektrographen stand für die vorliegende Arbeit zur Verfügung; er wurde bereits an anderer Stelle von P. K l e i n h e i n s ³⁾ ausführlich beschrieben. Die wichtigsten Daten des Magneten sind in Tabelle 2 zusammengefasst:

Maximales Magnetfeld: 2300 Oe

Maximale Feldinhomogenität innerhalb eines Kreises von 10,0 cm Radius: kleiner 0,1 %

Polschuhabstand: 35 mm

Widerstand der beiden Erregerspulen: je 60 Ohm

Maximale elektrische Erregerleistung: 120 Watt

Tabelle 2 Kenndaten des Spektromettermagneten.

Außer dem Magneten konnten keine weiteren Teile des von P. K l e i n h e i n s benutzten Spektrographen verwendet werden. Insbesondere Spektrometerkammer, Vakuumteil, Magnetstromversorgung und Feldmessung wurden neu konstruiert und sollen daher kurz besprochen werden.

3.2 Die Spektrometerkammer

Für den Normalbetrieb waren nach H. S l ä t i s Eintrittsspalt und Detektor in einer Ebene, die Quelle außerhalb dieser Ebene angeordnet. Für die Untersuchung der (n,e)-Reaktion wurde eine etwas modifizierte "S i e g b a h n - Anordnung" benutzt (s. Abschnitt 7, Quelle und Detektor in einer Ebene). In beiden Fällen waren die aus Kupfer bestehenden Eintrittsblenden kontinuierlich verstellbar. Kupfer hat wegen seiner hohen Dichte ein gutes Bremsvermögen für Elektronen, während infolge der relativ kleinen Ordnungszahl die Rückstreuung gering ist. Um die Rückstreuung der Elektronen in

der Kammer klein zu halten, war sie mit graphiertem Kunststoff ausgelegt. Dadurch wird ein kleinerer Untergrund als bei Auskleidung mit z.B. Aluminium erreicht. Außerdem enthielt die Kammer mehrere Blenden gegen Rückstreuielektronen.

Die in Abschnitt 4 genauer zu besprechenden Halbleiterzähler in der Kammer waren leicht austauschbar. Diese Zähleinheiten konnten für Übersichtsaufnahmen ebenso einfach gegen einen Filmhalter für Röntgenfilme ausgetauscht werden. Die Kammer hatte einen massiven vakuumdichten Boden. Als obere Deckfläche diente ein beweglicher, plangeschliffener Polschuh. In die nur 35 mm hohe Seitenwand der Kammer waren drei vakuumdichte, je 19-polige Steckdurchführungen (Firma Amphenol, Nr. 172-322-14P2) eingesetzt. Sie ergaben einen sauberen Kontakt auch für kleine Spannungsimpulse.

Die Kammer wurde durch eine zweistufige Rotationspumpe (Heraeus DK 127) vorevakuiert und mit einer dreistufigen Öldiffusionspumpe (Heraeus, D 250) auf Hochvakuum gebracht. Der für Halbleiterzähler günstige Druckbereich von weniger als 10^{-5} Torr ließ sich mit dieser Anordnung sicher erreichen. Um eine Bedeckung der Halbleiterzähler mit Öldämpfen zu vermeiden, befand sich zwischen der Diffusionspumpe und der Kammer eine mit flüssiger Luft gefüllte Kühlfalle.

3.3 Magnetstromversorgung und Feldmessung

Ein Stromkonstanthalter (Firma Steinlein) ermöglichte die feinfühlig und stufenlose Einstellung des Magnetstromes im Bereich zwischen 0,1 und 1,0 Ampere. Bei Änderung des Spulenwiderstandes um 10 % und auch bei Netzspannungsschwankungen von maximal 15 % war die Konstanz des Magnetfeldes besser als 0,5 %. Die Langzeitkonstanz des Gerätes war ebenfalls besser als 0,5 %. Das Magnetfeld wurde mit einem Präzisions-Hallgenerator (Firma Siemens, FC 34) gemessen, der

sich in einer Einstülpung im nichtbenutzten Teil der Spektrometerkammer befand; sein Querstrom wurde elektronisch stabilisiert (Firma Desy, M 5-017). Die Hallspannung wurde über ein Galvanometer (Firma Kipp und Zonen) abgelesen. Sie ist proportional zur magnetischen Induktion B , wobei die Abweichung von der Linearität nach Angaben des Herstellers maximal 0,3 % beträgt. Die Magnetfeldmessung mit einem Hallgenerator hat gegenüber der Messung mit einer Induktionsspule den Vorteil, daß mechanisch bewegte Teile vermieden werden und insbesondere der Meßwert simultan mit der Änderung des Feldes angezeigt wird. Das ist beim Spektrometerbetrieb zum Einstellen spezieller Strom- bzw. Feldstärkewerte besonders vorteilhaft.

Die Eichung des Hallgenerators geschah mit Hilfe der Konversionslinien von Cs 137 und Au 198.

3.4 Luminosität und Energieauflösung

Die Impulsauflösung $\frac{\delta p}{p}$ und damit die Energieauflösung eines Spektrometers hängen in charakteristischer Weise von der Luminosität⁺⁾ ab. Der Zusammenhang dieser wichtigsten Kenngrößen wurde auf Abb. 1 für das vorhandene Spektrometer dargestellt (mit +++ gekennzeichnet). Er folgt aus der einfachen Theorie des 180° - β -Spektrometers unter Zugrundelegung eines mittleren Bahnradius von 6 cm. Die verwendeten Formeln wurden ²⁾ entnommen.

⁺⁾ Unter Luminosität soll das Produkt aus Quellengröße in 2 cm^2 und ausnutzbarem Raumwinkel in Einheiten von 4π , also der Transmission, verstanden werden.

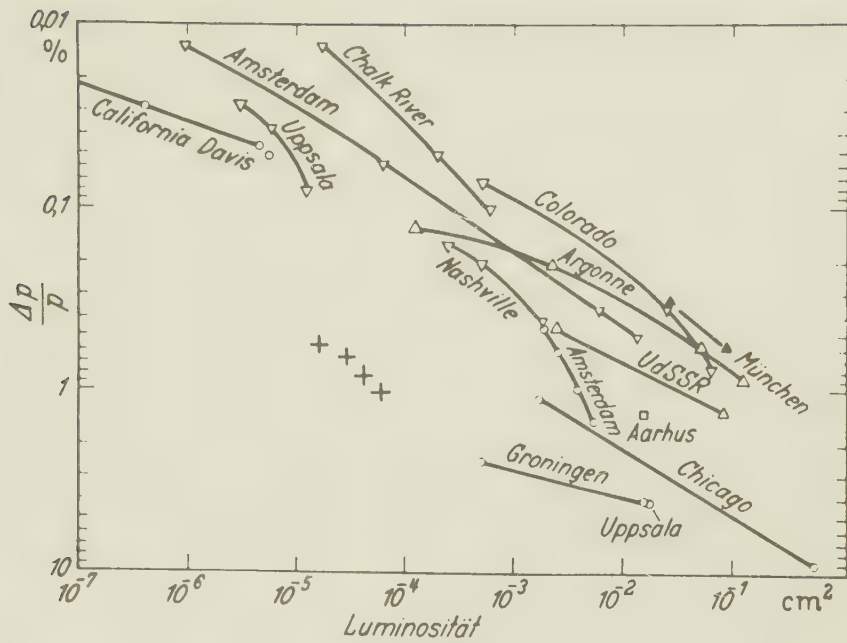


Abb. 1 Vergleichende Daten verschiedener β -Spektrometer nach ¹⁵). +++ 180°- β -Spektrometer mit 6 cm Bahnradius (vorhandenes Gerät).

Auf Abb. 1 sind ferner vergleichsweise die charakteristischen Daten anderer Spektrometer aufgetragen. Wenn ein 180°-Spektrometer bei simultaner Messung in bezug auf die Meßzeit zum Beispiel mit einem "Orangen-Spektrometer" (München) gleichwertig sein soll, so müßten 10^4 Meßkanäle vorhanden sein. Da dies gegenwärtig nicht möglich ist, kann die Verwendung des simultanen Meßprinzips mit einem 180°-Spektrometer nur zur Erprobung des grundsätzlichen Verfahrens infragekommen.

4. Halbleiterzähler

4.1 Mechanismus

Anhand von Abb. 2 soll die Wirkungsweise eines Grenzschnitt-halbleiterzählers kurz erklärt werden.

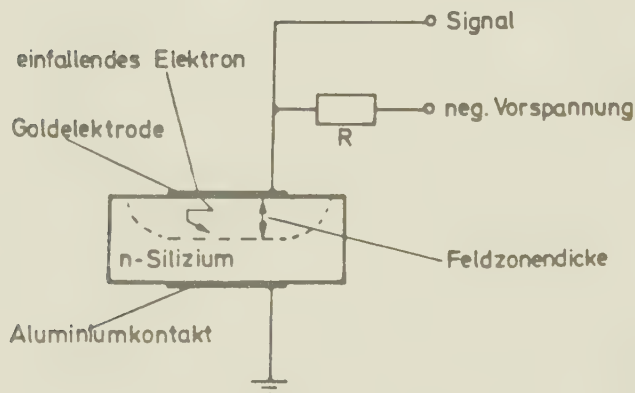


Abb. 2 Querschnitt durch einen Silizium-Grenzschnittzähler aus n-leitenden Grundmaterial.

Das durch Überschusselektronen n-leitende Grundmaterial besitzt an seiner Vorderfront eine dünne Schicht, die durch Einbau von Akzeptorniveaus p-leitend gemacht worden ist. Über zwei sperrschichtfreie Metallkontakte wird eine Spannung zugeführt, so daß die entstehende Gleichrichterkombination in Sperrichtung betrieben wird. Dadurch bildet sich zwischen den Schichten eine Zone geringer Ladungsträgerdichte aus, die einen hohen Widerstand bei dieser Stromrichtung zur Folge hat.

Durch das Eindringen von ionisierenden Teilchen, wie z.B. β -Teilchen, entstehen in dieser empfindlichen Zone Ladungsträger beiderlei Vorzeichens, die im elektrischen Feld getrennt werden und einen Stromstoß bewirken, der verstärkt werden muß, um in einem Zählgerät registriert werden zu können.

Weil zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares in Silizium nur 3,5 eV erforderlich sind und der Fanofaktor nach Messungen von O. Meyer¹⁶⁾ 0,1 bis 0,15 beträgt, erwartet man von der Statistik der freigesetzten Ladungsträger her eine gute Energieauflösung. Sie kann aber nur ausgenutzt werden, wenn das Zähler- und Verstärkerrauschen klein gehalten werden. Trotz besserer Energieauflösung ist jedoch das Rauschen von Halbleiterzählern größer als bei Gasentladungs- und Szintillationszählern, so daß Impulse dieser Detektoren von ihrem Rauschuntergrund einfacher zu diskriminieren sind (vgl. Abb. 3). Daher wurden Halbleiter bisher nur selten in der β -Spektroskopie verwendet.

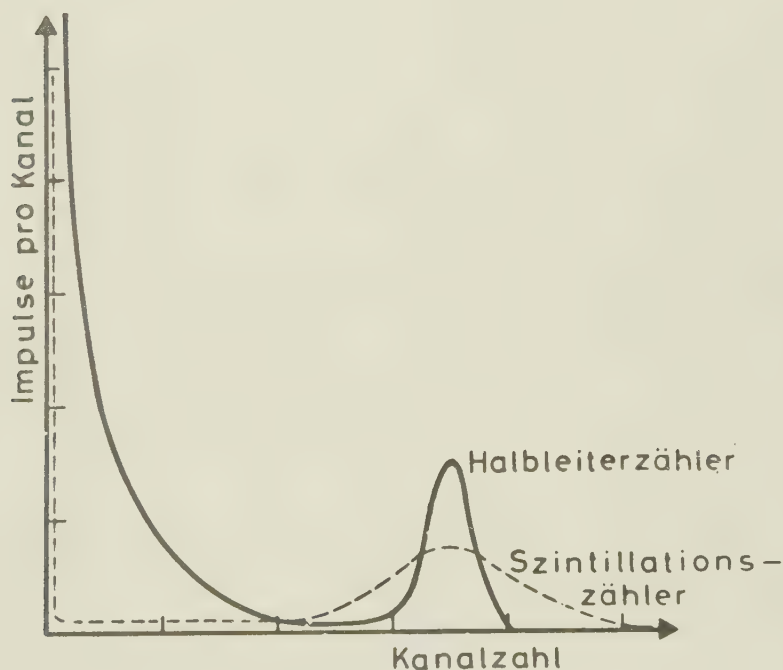


Abb. 3 Schematische Darstellung der Pulshöhenspektren eines Halbleiterzählers und eines Szintillationszählers bei Bestrahlung mit monoenergetischen Elektronen.

4. 2 Schneidversuche

Um aus einem größeren Halbleiter-Einzelzähler einen Rasterzähler herzustellen, muß die Vorderelektrode unterteilt werden. Versuchsweise wurde hierzu zunächst ein mechanisches Schneidverfahren benutzt.

Mechanisches Sägen

Mit Hilfe einer Diamantscheibe (Firma Urbanec) wurden auf einer mit 2000 Umdrehungen pro Minute laufenden Fräsmaschine 0,3 mm breite und zwischen 0,1 und 0,4 mm tiefe Schlitzze in fertige Grenzschriftzähler gesägt. Die Diamantscheibe wurde nicht geschmiert, um die Zähleroberfläche nicht zu verunreinigen. Die so hergestellten Rasterstreifenzähler zeigten jedoch ein sehr starkes Rauschen, weil die Schnittkanten infolge der mechanischen Abtragung zu stark deformiert worden waren. Ebenfalls brachte die Zählerherstellung in der Reihenfolge: Sägen, Ätzen und Bedampfen für die Elektronenregistrierung kein positives Resultat, weil die Zähler keine ausreichende Spannungsfestigkeit besaßen. α -Teilchen ließen sich jedoch mit solchen Detektoren sicher nachweisen,

Schneidversuche mit Elektronenstrahlen.

Da durch das mechanische Sägen die Schnittfläche zu stark verformt wird, sollte die Anwendung eines Elektronenstrahles zur teilweisen Trennung von Silizium untersucht werden. Hierzu stand eine von A.E. Grün, E. Schopper und B. Schumacher zu anderen Zwecken gebaute Elektronenkanone ¹⁷⁾ zur Verfügung. Ein Elektronenstrom von maximal 1,0 mA bei 70 kV, der mit einer magnetischen Linse auf ca. 0,6 mm Durchmesser konzentriert worden war, konnte auf das Siliziumstück fokussiert und magnetisch mittels eines Sägezahnstromes in zwei geeignet angebrachten Spulen längs einer Geraden auf der Probe bewegt werden. Die Probe befand sich

auf einem in zwei Richtungen einstellbaren Tisch, der im Vakuum verschiebbar war. Aus den folgenden Gründen zeigte sich jedoch, daß die Materialbearbeitung mittels Elektronenstrahlen nicht die geforderten Resultate zeigte.

1. Verglichen mit käuflichen Geräten ist die Leistungsdichte des benutzten Elektronenstrahls viel zu klein, um eine Abtragung durch Verdampfen zu erreichen. Die Leistungsdichte betrug etwa 10 kW/cm^2 , während sie bei käuflichen Geräten bei 10^6 kW/cm^2 liegt. Die höhere Energiedichte ergibt sich aus der besseren Fokussierung, die mit dem vorhandenen Gerät nicht erreichbar war, weil es nur einstufig fokussierte.

2. Wie K. H. S t e i g e r w a l d gezeigt hat ¹⁸⁾, ist es zur Materialabtragung durch Elektronenstrahlen unbedingt nötig, einen gepulsten Elektronenstrahl zu verwenden, um einerseits die Leistungsdichte auf der Probe so hoch zu treiben, daß das Material an der Auftreffstelle der Elektronen verdampft, die Umgebung andererseits infolge der endlichen Wärmeausbreitungsgeschwindigkeit auf so niedrigen Temperaturen bleibt, daß ein Schmelzen unterbleibt. Da für die zur Verfügung stehende Elektronenkanone eine solche Pulsung nicht möglich war, konnten im Experiment keine Abtragungsfurchen, sondern nur geschmolzene und wieder erstarrte Streifen erzeugt werden.

3. Ferner war es schwierig, innerhalb geringer Toleranzen das Material dort zu bearbeiten, wo es erwünscht war, weil eine mikroskopische Beobachtung nicht möglich war. Wegen der entstehenden Röntgenstrahlung war es während des Betriebes aus Strahlenschutzgründen kaum möglich, dicht an die Anlage heranzugehen. Daher wurde von einer weiteren Benutzung der Elektronenstrahlapparatur abgesehen.

4.3 Rasterzählerherstellung

Die Prozedur zur Fertigung von Oberflächensperrschichtzählern aus Silizium, die für die Herstellung von Rasterzählern benötigt werden, wurde in der Literatur oft beschrieben, so daß ein Hinweis auf die grundlegenden Arbeiten ausreicht ^{19),20)}. An die Stelle der meist kreisförmigen Aufdampfmaske für die vordere Goldelektrode tritt bei der hier benutzten Herstellungsart jedoch eine Rastermaske, die gitterartig in eine Vielzahl von nebeneinanderliegenden Schlitzern unterteilt ist. Jeder Zählerstreifen wurde mit einem feinen Drähtchen mit Leitsilber kontaktiert und seine Zählereigenschaften im Spektrometer mit monoenergetischen Elektronen getestet. Es ergaben sich Pulshöhenverteilungen, die denen von Einzelzählern ähnlich sind und die in den folgenden Abschnitten behandelt werden.

4.4 Unvollständige Energieverluste im Detektor

Zum quantitativen Teilchennachweis im Spektrometer wird von einem Detektor hohe und möglichst konstante Ansprechwahrscheinlichkeit in einem großen Energiebereich verlangt. Dabei sollte die Empfindlichkeit gegen den elektronisch bedingten Untergrund gering sein.

Am sichersten lassen sich diese beiden Bedingungen anhand der sogenannten Linienform überwachen, die untersucht werden kann, wenn der Zähler mit monoenergetischen Elektronen bestrahlt wird. Um eine Übersicht über die zu erwartenden Pulshöhenspektren zu gewinnen, wurden diese Verteilungen mit Hilfe eines Halbleiterzählers im β -Spektrometer gemessen und auf Abb. 4 dargestellt. Erstrebenswert ist für einen großen Energiebereich eine Pulshöhenverteilung nach Abb. 4, E_2 . Das Diskriminatorniveau (bei D_2) eines nachgeschalteten Zählwerkes kann dann so gelegt werden, daß die größten auftretenden Rauschimpulse noch nicht mitgezählt werden. Die

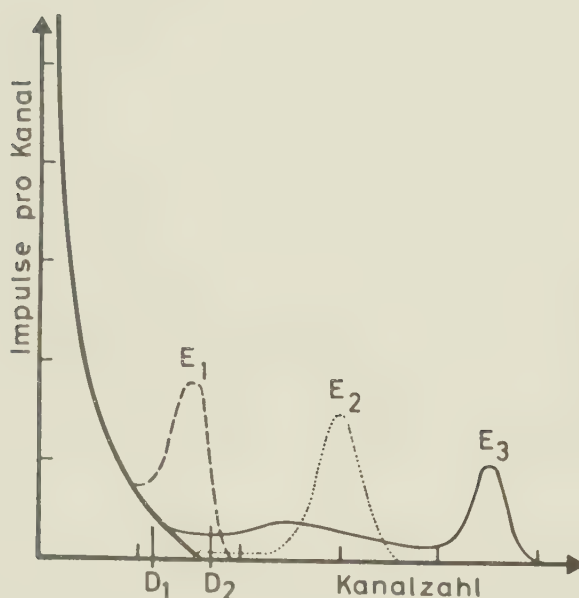


Abb. 4 Pulshöhenverteilungen, gemessen mit einem Halbleiterzähler bei Einstrahlung monoenergetischer Elektronen mit drei verschiedenen Energien.

Ansprechwahrscheinlichkeit, die als die Zahl der registrierten Impulse im Verhältnis zur Zahl der auftreffenden Elektronen definiert sein soll, beträgt in diesem Fall fast 100 % und es treten keine Zusatzimpulse auf.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit wird dadurch beeinflusst, daß der Detektor kleinere Impulse liefert, die niedriger sind als die Diskriminatorschwelle des Zählwerkes. Solche Pulse sind dann zu erwarten, wenn erstens die Elektronen zu geringe Energie haben (Abb. 4, E_1), und zweitens, wenn nicht alle Elektronen in der empfindlichen Zone völlig abgebremst werden, so daß sie nicht ihre gesamte Energie im Detektor abgeben (Abb. 4, E_3).

Diese unvollständige Energieabgabe hat seine Ursache einerseits in der im Vergleich zur Feldzonendicke großen Reichweite der Elektronen im Silizium, andererseits in der starken Richtungsstreuung der Teilchen an den Silizium-Atomkernen.

Je nach der Richtung, in der die gestreuten Elektronen den empfindlichen Bereich des Detektors verlassen, sollen folgende drei Fälle unterschieden werden:

Rückstreuung, Vorwärtsstreuung und seitliche Streuung.

Diese drei Effekte, die im wesentlichen zur Veränderung der Pulshöhe beitragen, sollen in den folgenden Abschnitten diskutiert werden. Dabei müssen experimentelle Ergebnisse wegen der unvollständigen Theorie der Vielfachstreuung und der Elektronendiffusion im Vordergrund stehen. Eine Zusammenfassung der bisher aus der Literatur bekannten theoretischen Untersuchungen und experimentellen Daten findet sich bei G. K n o p und W. P a u l , Interaction of Electrons, in ²).

Der kleine Anteil eines Energieverlustes infolge Emission von nichtregistrierter Bremsstrahlung braucht gegenüber dem Verlust an Pulshöhe durch Herausstreuen nicht berücksichtigt zu werden.

4.41 Rückstreuung

Der Einfluß der Rückstreuung auf die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Halbleiterzählers lässt sich an den beschriebenen Rasterzählern nicht getrennt von der Vorwärtsstreuung und der seitlichen Streuung beobachten. Bei diesen Zählern ist die Dicke der empfindlichen Zone bereits für Elektronen einer Energie von 300 bis 400 keV zu klein, um die Elektronen völlig abzubrennen, so daß Vorwärtsstreuung auftritt. Wegen der geringen Breite der Rasterstreifen von 0,6 mm muß auch das seitliche Herausstreuen aus der Feldzone bei diesen Detektoren berücksichtigt werden.

Der Einfluß der Rückstreuung auf die Höhe der vom Detektor abgegebenen Impulse bei Bestrahlung mit monoenergetischen Elektronen kann dagegen unbeeinflusst von den beiden anderen Streurichtungen beobachtet werden, wenn ein Zähler mit dicker Feldzone verwendet wird. Bei Benutzung eines großflächigen Detektors, dessen Rand durch eine Blende abgedeckt ist, können die Elektronen den empfindlichen Bereich auch

nicht in seitlicher Richtung verlassen. Um den Einfluß der Rückstreuung quantitativ zu erfassen, wurde folgendes Experiment durchgeführt: Elektronen einer Caesium - 137 - Quelle (Aktivität 2 μCi) fielen auf einen Lithium-gedriften Halbleiterzähler (Typ: TMC, W-110-3AA). Seine empfindliche Fläche von 110 mm^2 wurde durch eine Blende aus Kupfer auf 75 mm^2 reduziert, um Randeffekte infolge seitlicher Streuung zu vermeiden. Die Dicke der Feldzone von 3 mm garantiert, daß die Elektronen nicht den Detektor durchlaufen können. Nur die Rückstreuung verbleibt als unvermeidlicher Energieverlust, der durch Aufnahme des Pulshöhenspektrums mit Hilfe eines Vielkanalpulshöhenanalysators untersucht wird.

Da die Caesium-Quelle neben monoenergetischen Konversionselektronen ein breites β -Spektrum bei niedrigeren Energien besitzt, das Verhalten jedoch in bezug auf monoenergetische Elektronen untersucht werden soll, muß der kontinuierliche Anteil unterdrückt werden. Hierzu kann man sich die Tatsache zunutze machen, daß in Koinzidenz mit den Konversionselektronen charakteristische Röntgenstrahlung emittiert wird. Diese wurde mit Hilfe eines $0,5 \times 1,5$ Zoll großen Szintillationskristalls (NaJ/Tl) nachgewiesen. Impulse der den Röntgen-K-Quanten entsprechenden Größe konnten einen Einkanal-diskriminator passieren und steuerten das Tor eines Vielkanalanalysators, der die Impulse des Halbleiterzählers registrierte.

Die Zahl der zu erwartenden zufälligen Koinzidenzen, die sich aus den Einzelzählraten und der Auflösungszeit von $2 \mu\text{s}$ errechnet, ergibt 20 für den gesamten kontinuierlichen Bereich pro Stunde; sie ist vernachlässigbar klein gegenüber 720 echten Koinzidenzimpulsen.

Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5. Das durch das Rauschen bedingte starke Anwachsen der Zählrate bei kleinen Impulshöhen wurde auf der Darstellung durch Subtraktion des elektronisch bedingten Untergrundes unterdrückt. Unter der Annahme, daß die niederenergetische Pulshöhenverteilung der von Elektronen ausgelösten Impulse bis zur Pulshöhe Null

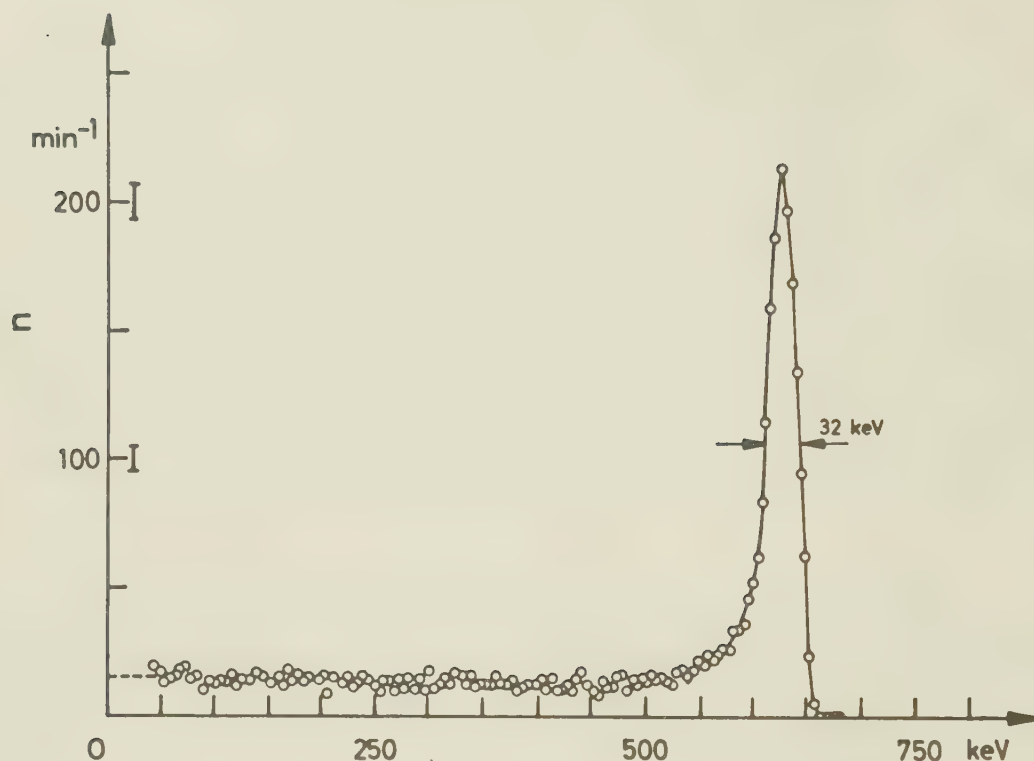


Abb. 5 Pulshöhenspektrum von monoenergetischen Elektronen einer Energie von 626 keV, aufgenommen mit einer im Text beschriebenen Anordnung. Auf der Abszisse ist statt der Kanalzahl oder der Impulshöhe die der Impulshöhe entsprechende Energie aufgetragen,

konstant ist (in Abb. 5 gestrichelt gezeichnet), lässt sich der Anteil nichtregistrierter Elektronen als Funktion der Diskriminatorlage abschätzen. Als Störeffekt bei dieser Meßmethode ist jedoch die Rückstreuung der Elektronen an der Quellenunterlage zu beachten. Als Verhältnis der am Silizium und der Unterlage aus Polystyrol rückgestreuten Elektronen lässt sich dieser Anteil ausrechnen, da sich die Rückstreu-koeffizienten wie die Wurzeln aus den Ordnungszahlen der Streusubstanzen verhalten ⁺). Damit ergibt sich folgende Tabelle:

⁺) Siehe z.B. L. Herforth, H. Koch, Radiophysikalisches und radiochemisches Grundpraktikum, Berlin 1959

Diskriminatorlage (keV)	Nichtregistrierter Anteil in %
50	3
100	5,5
150	8
200	11

Tabelle 3 Infolge Rückstreuung am Detektormaterial (Silizium) nichtregistrierter Anteil von Elektronen (626 keV) als Funktion der Diskriminatorlage.

Mit Abweichungen der in Tabelle 3 angegebenen Größe ist zu rechnen, wenn ein Teil der Impulse durch Diskriminieren verloren geht. Der Einfluß der Rückstreuung auf die Ansprechwahrscheinlichkeit kann durch niedrigere Einstellung des Diskriminatorniveaus verringert werden. Die untere Grenzeinstellung der Schwelle wird durch das elektronisch bedingte Rauschen bestimmt und wird weiter unten diskutiert.

Mit der oben angegebenen experimentellen Anordnung konnte die Rückstreuung nur bei einer festen Energie bestimmt werden. Um die Abhängigkeit der Verluste von der Energie der einfallenden Elektronen abzuschätzen, kann die theoretisch von W. B o t h e und mehreren anderen Autoren experimentell nachgewiesene Tatsache (zusammengefasst in ²) benutzt werden, daß Rückstreukoeffizienten im Energiebereich von 0,3 bis 2,3 MeV unabhängig von der Energie sind. Für Elektronen einer Energie von 626 keV gilt ferner, daß die Pulshöhenverteilung rückgestreuter Elektronen gleichmäßig ist. Unter der Voraussetzung, daß diese konstante Verteilung auch für andere Energien zutrifft, ist der Anteil der verlorengehenden Impulse bei fest eingestellter Diskriminatorlage umgekehrt proportional zur Energie der Teilchen. Das bedeutet, daß höhere Energien mit größerer Ansprechwahrscheinlichkeit nachgewiesen werden, wenn nur Rückstreuung auftritt.

Durch Beschuß eines 800 μ dicken Detektors mit monoenergetischen Elektronen vorgegebener Energie im 180^o-Spektrometer konnte diese Abhängigkeit für Energien bis 500 keV qualitativ bestätigt werden. Für die vollständige Abbremsung schnellerer Elektronen stand kein Detektor zur Verfügung, der sich in das flache Spektrometer einbauen ließ,

Die bisher durch unvollständige Energieabgabe indirekt nachgewiesenen rückgetreuten Elektronen können ihre restliche Energie in irgend einem anderen Zähler im Spektrometer abgeben und dort, wenn auch mit geringerer Wahrscheinlichkeit, registriert werden. Bei der Rückstreuung am Silizium des Zählers beobachtet man nur eine unbedeutende Vergrößerung des Untergrundes. Der Effekt war dagegen besonders gut in einer Anordnung nach Abb. 6 nachweisbar. Die an der Bleiabschirmung rückgestreuten Elektronen verursachten relativ flache Flanken an der hochenergetischen Seite von Konversionslinien sowie einen erhöhten Untergrund bei höheren Energien. Durch Abdecken des Bleis mit einer graphitierten Kunststoffplatte lässt sich der Effekt weitgehend unterdrücken. Die Störung müßte sich auch bei Verwendung einer Kernspurplatte in einem Spektrographen wegen der höheren mittleren Ordnungszahl der photographischen Schicht infolge ihres starken Silberhalogenidgehalts bemerkbar machen.

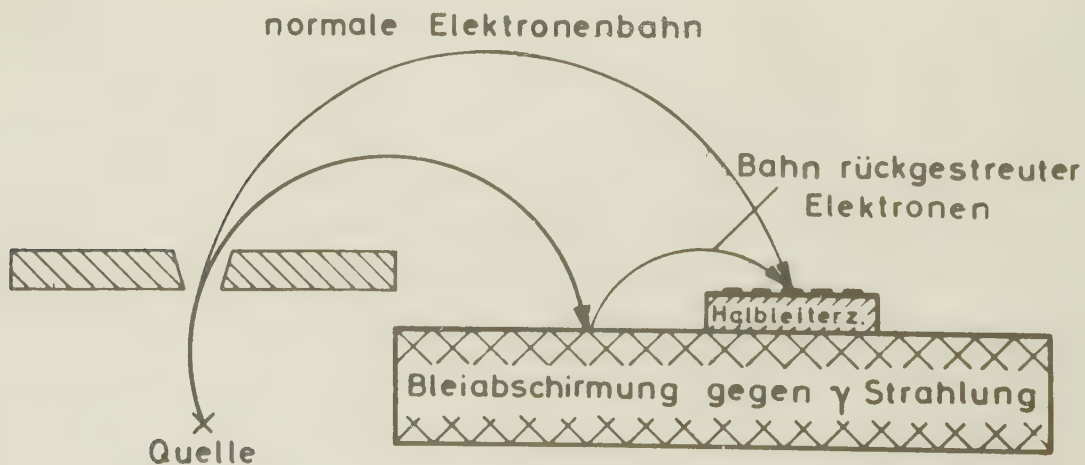


Abb. 6 Entstehung von Störimpulsen durch Rückstreuung an der unabgedeckten Detektorabschirmung.

4.42 Vorwärtsstreuung

Ist die Reichweite der Elektronen größer als die Dicke des Detektors, so tritt zusätzlich zum partiellen Energieverlust durch Rückstreuung unvollständige Energieabgabe dadurch auf, daß die Elektronen in der empfindlichen Zone nicht völlig abgebremst werden und den Detektor durchqueren. Die entsprechenden Pulshöhenverteilungen, die dieses Verhalten der Elektronen demonstrieren, lassen sich experimentell relativ einfach gewinnen. Wie bereits bei der Untersuchung des Rückstreuerverhaltens kurz angegeben, wurden Elektronen mit Hilfe des 180° -Spektrometers monochromatisiert. Dabei hat sich als intensive Elektronenquelle eine im Reaktor aktivierte metallische Iridiumfolie (0,1 mm dick) für Elektronen bis zu einer Energie von 1,8 MeV bewährt. Als Detektor diente ein Oberflächensperrschichtzähler mit einem spezifischen Widerstand von $20 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$, der auch bei einer Vorspannung von 300 V nicht durchschlug.

Zwischen der Dicke der empfindlichen Zone D und der Detektorvorspannung U besteht folgende Proportionalität:

$$D = c \cdot \sqrt{R_{\text{Si}} \cdot U} \quad (2)$$

Die Dicke D kann also durch Veränderung der Detektorvorspannung einfach variiert werden. Der Zusammenhang zwischen D , U und dem spezifischen Widerstand R_{Si} des Halbleitermaterials kann quantitativ einem Nomogramm von J. L. B l a n k e n - s h i p entnommen werden ²¹⁾. Zum Beispiel ergibt sich für einen Detektor, wie er für die Vorwärtsstreuemessungen benutzt wurde, bei einem Widerstand von $20 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ und 100 V eine Feldzonendicke von 800μ . In jenem Nomogramm ist auch die Abhängigkeit der Elektronenreichweite von ihrer Energie für Silizium dargestellt.

Pulshöhenspektren bei verschiedenen Feldzonendicken, das heißt unterschiedlichen Detektorvorspannungen, wurden für alle Energien zwischen 200 und 1800 keV in 100 keV-Schritten aufgenommen. Da die zu untersuchenden Rasterzähler nur eine Feldzonendicke von 0,4 bis 0,5 mm besaßen, wurden die Vorwärts-

streuungen besonders für diesen Fall untersucht. Abb. 7 zeigt als Beispiel ein Pulshöhenspektrum, das bei Bestrahlung mit 600 keV Elektronen aufgenommen wurde.

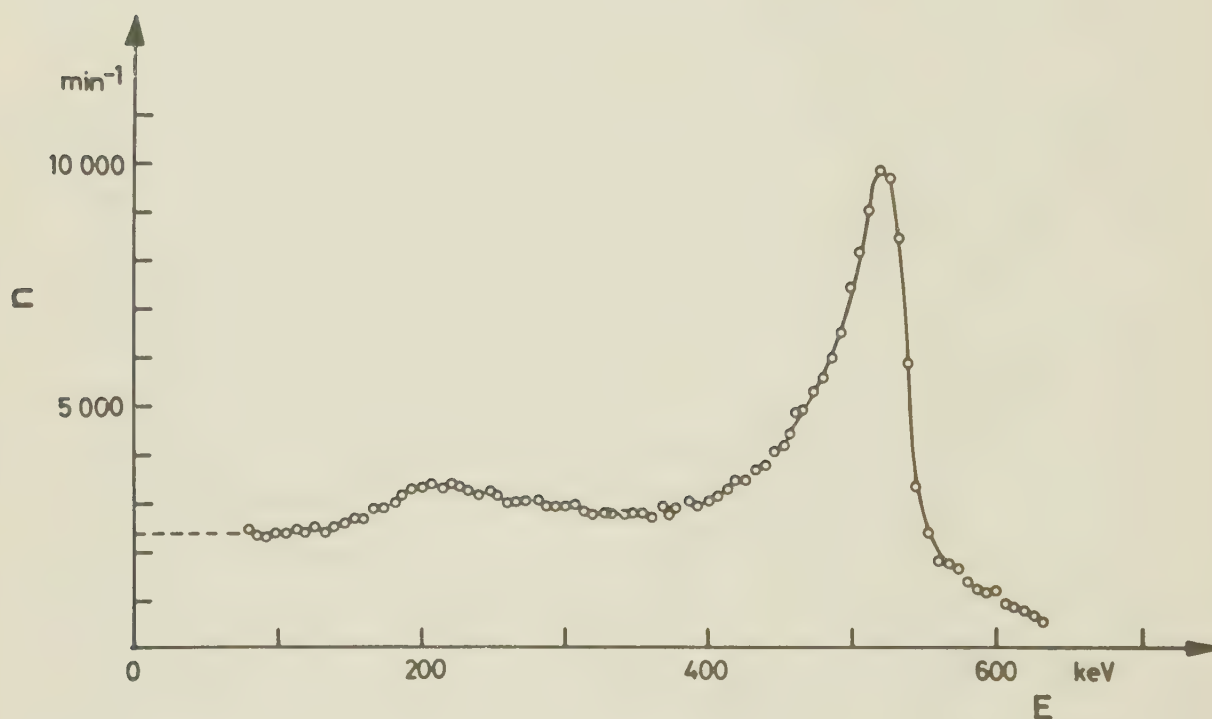


Abb. 7 Pulshöhenspektrum monoenergetischer Elektronen einer Energie von 600 keV. Detektordicke 0,5 mm, Abszisseneichung wie bei Abb. 5

Aus der Abbildung ist zu ersehen, daß das Totalabsorptionsmaximum gegenüber einem kontinuierlichen Anteil im Vergleich zu Abb. 5 stark herabgedrückt ist. Es verschwindet mit wachsender Energie, im vorliegenden Beispiel bei 1300 keV. Bei einer Impulshöhe, die einer Energie von ca. 200 keV entspricht, tritt ein zweites, breites Maximum auf, das auch von J. M. Mc K e n z i e und G. T. E w a n ²²⁾ beobachtet wurde und das auf den wahrscheinlichsten Energieverlust des Elektrons in der Feldzone zurückzuführen ist. Unter der Voraussetzung, daß analog der Rückstreuung der Anteil der Elektronen gerin-

ger Energie auch bei sehr kleinen Impulshöhen konstant bleibt, ergibt sich aus Abb. 7 die Zahl der durch Diskrimination verlorengelassenen Elektronenimpulse.

Diskriminatorlage (keV)	Nichtregistrierter Anteil in %
50	3
100	6
150	10
200	14

Tabelle 4. Infolge Vorwärtsstreuung am Detektormaterial nichtregistrierter Anteil von 600 keV - Elektronen als Funktion der Diskriminatorlage für eine Halbleiterzähler mit 0,5 mm dicker Feldzone.

Tabelle 4 wurde erhalten durch Bestimmung des nichtregistrierten Anteils der rückwärts- und vorwärtsgestreuten Elektronen aus Abb. 7 und anschließende Subtraktion des Rückstreuwertes aus Tabelle 3.

Wie eigene Versuche bei verschiedenen Energien ergeben haben, nimmt der Anteil nichtregistrierter Elektronen mit wachsender Energie zu. Dieses Verhalten rührt daher, daß Elektronen höherer Energie ein geringeres Ionisationsvermögen besitzen, das bei ca. 1,5 MeV sein Minimum erreicht. Bei einem sehr dünnen Zähler erwartet man nach der einfachen Formel des Energieverlustes nach H. A. B e t h e eine $1/E$ -Abhängigkeit des Energieverlustes und damit einen zur Energie proportionalen Anteil nichtregistrierter Elektronen. Anscheinend sind jedoch die Detektoren noch nicht dünn genug, um eine derart starke Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von der Energie zu zeigen. Wegen der Unsicherheit der Extrapolation der Pulshöhe bei kleinen Impulsen kann nur festgestellt werden, daß der Anteil infolge Vorwärtsstreuung nichtregistrierter Elektronen mit wachsender Energie zunimmt.

4.43 Seitliche Streuung

Bei den zu untersuchenden Rasterstreifenzählern tritt nicht nur eine Veränderung des Pulshöhenspektrums dadurch auf, daß die Elektronen rückgestreut oder in Vorwärtsrichtung gestreut werden. Infolge der schmalen Streifenbreite des einzelnen Rasterstreifens von 0,6 mm werden die Elektronen bei dieser Geometrie auch seitlich aus der empfindlichen Zone herausgestreut.

Die experimentelle Anordnung zur Untersuchung der Pulshöhenspektren sieht ähnlich aus wie die bereits zur Ermittlung der Vorwärtsstreuung, nur tritt bei der Bestimmung der seitlichen Streuung an die Stelle des großflächigen Einzelzählers der Rasterdetektor.

Es ergeben sich für den einzelnen Rasterstreifen ähnliche Pulshöhenverteilungen wie sie bei der Vorwärtsstreuung auftraten, das Totalabsorptionsmaximum wird jedoch noch weiter zugunsten der kontinuierlichen Verteilung zurückgedrängt. Ein Beispiel einer Meßkurve zeigt Abb. 8.

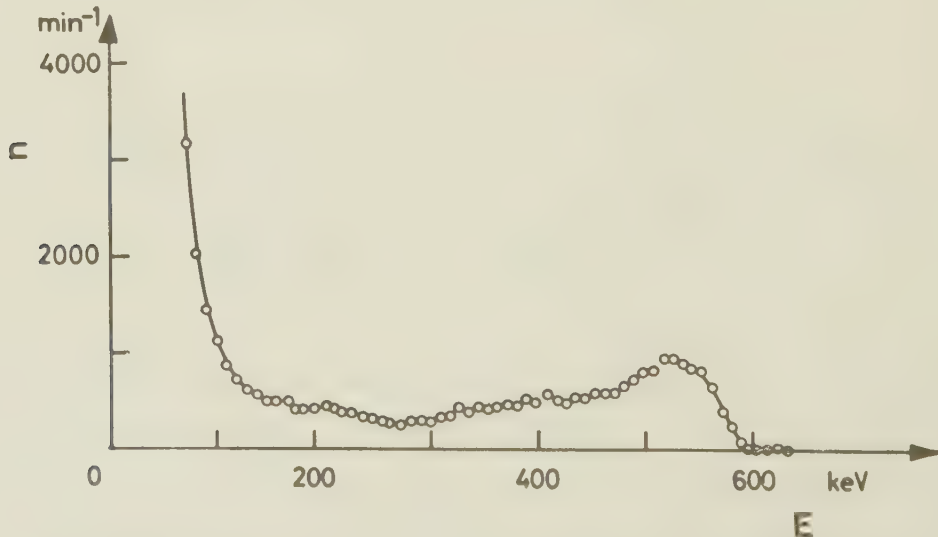


Abb. 8 Pulshöhenspektrum von monoenergetischen Elektronen einer Energie von 600 keV, gemessen mit einem Rasterdetektor. Auf der Abszisse ist wie bei Abb. 5 die der Pulshöhe entsprechende Energie aufgetragen.

Es ist zu beachten, daß sich die einzelnen Streifen eines Rasterdetektors untereinander auch bei gleicher Vorspannung stark in ihren Pulshöhenspektren unterscheiden, worauf weiter unten eingegangen wird.

Um die Zahl der durch seitliche Streuung nichtregistrierten Elektronen aus Meßkurven wie Abb. 8 zu entnehmen, muß die Zahl der auf den Detektor fallenden Elektronen bekannt sein. Dabei soll bei den Rasterdetektoren die Breite der Gold-elektrode als Detektorspaltbreite definiert sein. Durch Vergleich der Zählrate eines großflächigen, dicken Detek-tors, der mit einer der Breite der Goldelektrode entsprechen- den Schlitzblende versehen ist und der Zählrate eines Raster- detektors beim Beschuß mit monoenergetischen Elektronen kann die Zahl der nichtregistrierten Elektronen angegeben werden. Dabei zeigt es sich, daß diese Größe empfindlich von der Diskriminatoreinstellung des Detektors abhängt, wie aus Abb. 8 entnommen werden kann. Bei Rasterdetektoren, die in- folge niedrigeren elektronischen Rauschens eine niedrige Diskriminatoreinstellung (in günstigen Fällen 60 keV) zu- ließen, konnte beobachtet werden, daß die so ermittelte An- sprechwahrscheinlichkeit selbst bei Vorhandensein der bei- den anderen besprochenen Streuverluste größer als 100 % sein konnte und mit wachsender Detektorvorspannung zunahm.

Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, daß die Auf- trefforte der Elektronen bei einem Rasterzähler nicht wie bei einem Einzelzähler durch eine materielle Schlitzblende definiert sind. Auch zwischen den Rasterstreifen können Elektronen den Detektor erreichen und durch Streuung in die empfindliche Zone gelangen. Ferner ist die Feldzone nicht nur in bezug auf die Tiefe ausgedehnt, sondern auch bezüg- lich der Breite, so daß statt der Breite der Goldelektrode die Breite der Feldzone als Detektorspaltbreite angesehen werden müßte. Nach der ursprünglichen Definition der Detek- torblende kann sich so eine Ansprechwahrscheinlichkeit von über 100 % ergeben.

Um die Zählwahrscheinlichkeit eines Detektorstreifens als Funktion des Ortes der Einstrahlung zu messen, wurde die auf Abb. 9 schematisch dargestellte Apparatur verwendet. Über einem Halbleiterrasterdetektor war in Zählerstreifenrichtung eine Schlitzblende von 60 μ Breite angebracht, die über eine feinfühilige Schraube sehr genau dicht über dem Detektor verschoben werden konnte. Auf dem Schlitten befand sich außerdem die Elektronenquelle, die gemeinsam mit dem Schlitz bewegt wurde. Die Quelle ($\text{Cs } 137$) war 0,6 mm breit, 10 mm lang und ebenfalls in Detektorrichtung ausgerichtet.

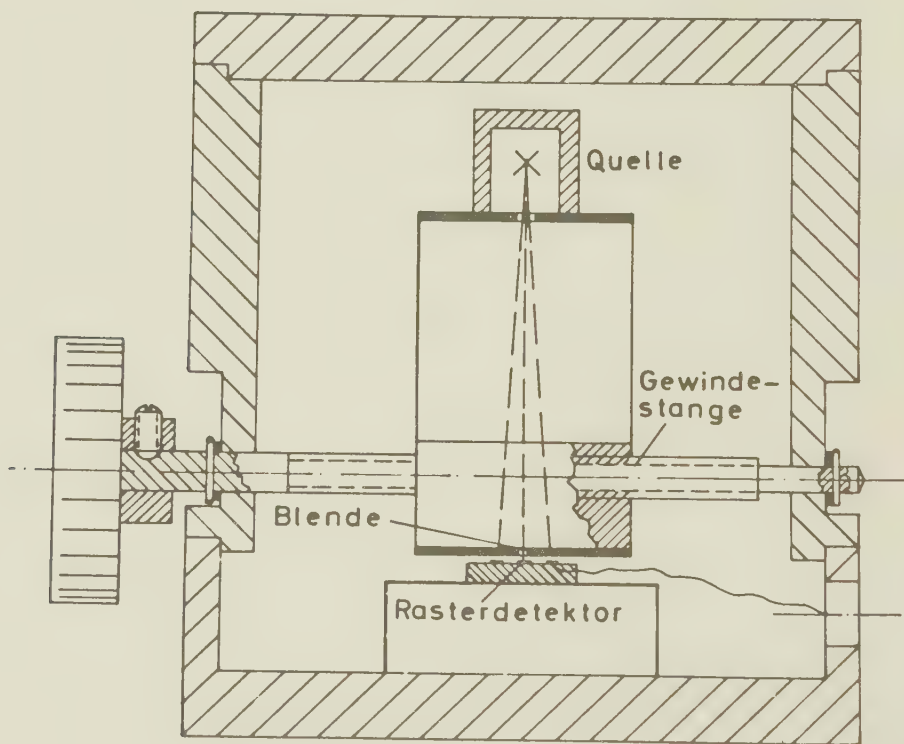


Abb. 9 Schematische Darstellung der Apparatur zur Untersuchung der seitlichen Streuung.

Da sich die Kammer nicht evakuieren ließ, wurde sie zur Vermeidung der Elektronenstreuung mit Wasserstoffgas gefüllt.

Die elektrischen Impulse des Detektors wurden als Funktion der Ortskoordinate x registriert. Dabei mußten die Impulse größer sein als eine am Diskriminatorniveau des elektronischen Zählwerkes eingestellte Größe. Das Ergebnis der Messungen zeigt Abb. 10.

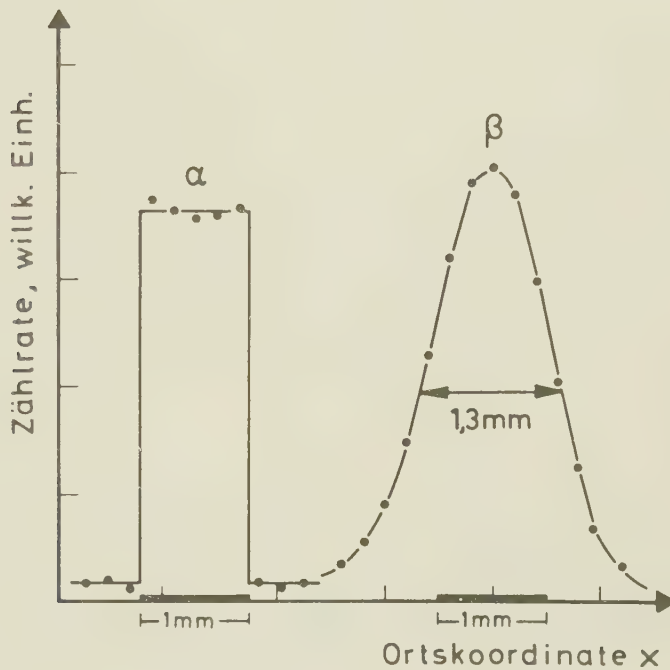


Abb. 10 Zählwahrscheinlichkeit als Funktion der Ortskoordinate x , links für α -Teilchen bei kleiner Detektorvorspannung, rechts für Elektronen.

Während man nach Messungen von B. V a l l o i s ²³⁾ und eigenen Ergebnissen für die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Rasterstreifchens bei α -Teilchen ein konstantes Zählniveau etwa in der Breite der Goldelektrode bekommt (Abb. 10, Links), erhält man bei Elektronen stark verschmierte Kurven, wie sie ebenfalls Abb. 10 rechts zeigt. Über die Breite der Elektrode ist die Ansprechwahrscheinlichkeit nicht konstant. Die Breite der Vorderelektrode wurde auf Abb. 10 auf der Abszisse mit 1 mm markiert, während die Halbwertsbreite der Verteilung,

die als effektive Detektorspaltbreite angegeben werden kann, ebenfalls auf dieser Abbildung dargestellt ist und 1,3 mm beträgt. Eine Erklärung für das andersartige Nachweisverhalten von α -Teilchen und Elektronen folgt aus ihrer unterschiedlichen Wechselwirkung mit Materie.

Die Bahnen der α -Teilchen verlaufen im wesentlichen gradlinig, wenn sie im Silizium abgebremst werden, so daß zwei Teilchen gleicher Energie, die nacheinander auf derselben Stelle im Detektor auftreffen, dort denselben Energieverlust in der Feldzone erleiden. Wegen der kleineren Reichweite der α -Teilchen von nur 0,06 mm bei 3 MeV kann die Feldzone dünn sein. Die entsprechenden elektrischen Signale sind in beiden Fällen gleich groß, so daß sie das Diskriminatorniveau jedesmal oder überhaupt nicht übersteigen. Dementsprechend kann die Ansprechwahrscheinlichkeit bei Variation des Einstrahlortes keine Zwischenwerte zwischen Null und Eins annehmen.

Im Gegensatz zu den α -Teilchen werden Elektronen an den Atomkernen der Bremssubstanz um große Winkel abgelenkt, so daß sie Zickzack-Bahnen beschreiben. Nach wenigen Ablenkungen kann die Bewegungsrichtung völlig anders als die Einfallrichtung sein, so daß sich für Teilchen mit gleichem Auftreffort am Detektor die verschiedensten Bahnen ergeben. Hinzu kommt, daß die mittlere Reichweite der Elektronen viel größer ist als die der α -Teilchen, so daß die Elektronen die empfindliche Zone häufig wieder verlassen können, ohne ihre gesamte Energie dort abzugeben. Die Folge ist eine verschmierte Pulshöhenverteilung und eine abgeflachte Kurve der Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion des Auftreffortes. Je weiter der Auftreffort des Elektrons von der Mitte der Kontaktzone entfernt ist, um so häufiger wird das Teilchen aus dem empfindlichen Bereich herausgestreut, ohne einen registrierbaren Impuls abzugeben. Andererseits kann ein Elektron, das weiter außerhalb der Kontaktzone auftrifft, in die Feldzone hineingestreut werden und dann doch noch einen meßbaren Impuls auslösen. Daraus resultiert die Verschmierung der Ansprechwahrscheinlichkeit als Funk-

tion des Ortes. Meßkurven, wie die auf Abb. 10 dargestellte, wurden auch dann beobachtet, wenn mehrere Rasterstreifen simultan betrieben wurden. Das Ergebnis eines solchen Experiments, das ebenfalls mit der auf Abb. 9 dargestellten Apparatur durchgeführt wurde, ist auf Abb. 11 dargestellt.

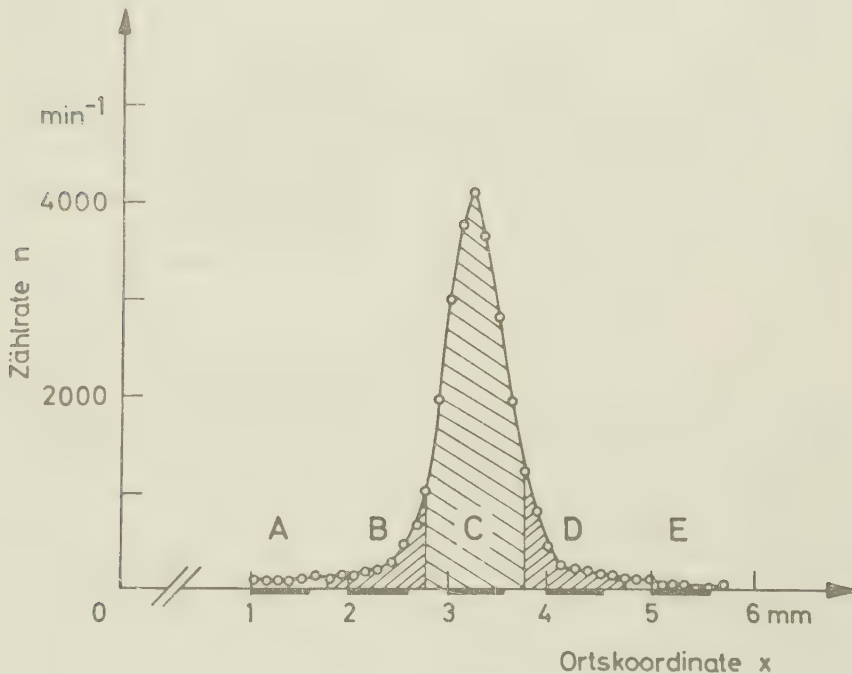


Abb. 11 Zählwahrscheinlichkeit als Funktion der Ortskoordinate x . Die mit Buchstaben bezeichneten Rasterstreifen seien senkrecht zur Papierebene ausgerichtet.

Wie Abb. 11 zu entnehmen ist, werden in einem Detektor auch dann Elektronen registriert, wenn dieser gar nicht von Elektronen getroffen wird, sondern der Nachbarzähler. Dieses Verhalten soll als Übersprechverhalten bezeichnet werden. Zur quantitativen Beschreibung dieses Übersprechens soll das Verhältnis der Zahl der registrierten Impulse zur Anzahl der in einem Nachbarzähler registrierten Impulse benutzt werden, wenn der letztere mit Elektronen bestrahlt wird. Diese Zahl

kann aus Meßkurven, wie der auf Abb. 11 dargestellten, für die Detektoren B und D bestimmt werden. Sie beträgt 0,12 oder 12 %. Die Größe des Übersprechens ist von den geometrischen Daten des Detektors abhängig und wird kleiner mit zunehmendem Detektorabstand und abnehmender Feldzonendicke. Ferner nimmt sie mit zunehmender Diskriminatorlage ab.

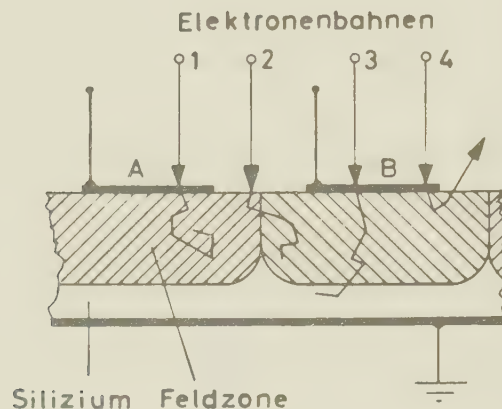


Abb. 12 Elektronenschicksale im Halbleiterrasterzähler

1. Totaler Energieverlust des Elektrons in Detektor A
2. Totaler Energieverlust in Detektor A plus B
3. Partieller Energieverlust infolge zu geringer Feldzonenausdehnung
4. Partieller Energieverlust infolge Rückstreuung.

Zur Erläuterung des Übersprechens diene Abb. 12. Es sind dort 4 verschiedene Elektronenschicksale dargestellt. Nur Elektron 1 gibt seine volle Energie in einem Zählerstreifen ab und trägt damit zum Gesamtabsorptionspeak bei. Elektronen, die sich wie Elektron 2 im Detektor verhalten, sind maßgeblich für das Übersprechverhalten. Sie geben einen Teil ihrer Energie im Detektor A und den Rest im Detektor B ab. Liegt das Diskriminatorniveau der beiden Zähler genügend niedrig, so können in beiden Detektoren zählbare Pulse ausgelöst werden. Diese Impulse sind miteinander in Koinzidenz und sind als solche Impulse einfach nachweisbar. Werden die Impulse des einen Verstärkerkreises beispielsweise 1 Volt groß gemacht, die des 2. Verstärkerkreises 2 Volt, und werden

beide Verstärkerausgänge auf einen gemeinsamen Spannungsteiler gegeben (Abb. 15) so kann man mit Hilfe eines Vielkanalanalysators die koinzidenten Impulse im Summenpeak nachweisen, während die einfachen Impulse in die ihnen entsprechenden Kanäle fallen. Auch durch Auswerten dieser Zählraten lässt sich das Übersprechen quantitativ bestimmen. Bei den bereits angegebenen Parametern, die für den Rasterdetektor typisch sind, ergeben sich Übersprechverhältnisse von etwa 10 %. Diese koinzidenten Impulse werden durch die spezielle verwendete Elektronik unterdrückt, wie weiter unten demonstriert wird (Abb. 15).

Ein rein elektrisches Übersprechen infolge ohmscher oder kapazitiver Kopplung ist, wie auch G. D e a r n e a l l y gezeigt hat ⁹⁾, bereits bei Abständen der Rasterstreifen von nur 0,1 mm nicht mehr möglich.

4.5 Relatives Ansprechvermögen

Die Zählerstreifen haben, wie bereits erwähnt, auch untereinander ein unterschiedliches Gesamtansprechvermögen, das bis zu 30 % selbst bei gleicher Vorspannung und gleichem Diskriminatorniveau vom mittleren Ansprechvermögen abweichen kann. Geometrische Unterschiede der Goldelektroden sind auszuschließen, da die Aufdampfmaske sehr präzise hergestellt worden war und ihre Toleranzwerte für die Streifenflächen kleiner als 1,0 % waren. Es wird vermutet, daß die Feldzonenausdehnung bezüglich der Dicke und der Breite infolge unterschiedlichen spezifischen Widerstandes des Grundmaterials verschieden ist, so daß die Einzelstreifen verschieden große empfindliche Volumina bekommen. Durch empirisch zu bestimmende Faktoren lassen sich diese Abweichungen korrigieren.

Diese Faktoren wurden folgendermaßen bestimmt: Die im Spektrometer nebeneinander liegenden Detektorstreifen wurden nacheinander mit gleicher Elektronen-Intensität bestrahlt. Die sich ergebenden Zählraten wurden ins Verhältnis zu einer Standardzählrate gesetzt. Die Quotienten sind die

gesuchten Größen zum Ausgleich der unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten. Noch wesentlich größere Abweichungen der Ansprechwahrscheinlichkeiten als oben angegeben, wurden erhalten, wenn das Grundmaterial des Detektors nicht wie in den meisten Fällen senkrecht zur Ziehrichtung des Silizium-Einkristalls geschnitten war, sondern parallel dazu. Aus diesem Grunde, sowie wegen des erheblich höheren Preises, ist es ungünstig, Rasterzähler aus einem längsgeschnittenen Siliziumblock herzustellen. Statt dessen können im Bedarfsfall mehrere Scheiben senkrecht geschnittenen Materials in der Fokal-Ebene des Spektrometers nebeneinander gesetzt werden, um einen größeren Energiebereich zu überdecken.

4.6 Detektorrauschen

Wie in den vorhergehenden Abschnitten über unvollständige Energieverluste gezeigt, ist es zur Vermeidung von Zählratenverlusten günstig, das Diskriminatorniveau möglichst niedrig einzustellen. Dabei darf die Schwelle nicht so weit nach kleinen Energien verschoben werden, wie es das Auflösungsvermögen der Zählordnung angibt, da sonst falsche Impulse registriert werden. Das durch eine Gauss'sche Verteilung gut annäherbare Pulshöhenspektrum der Rauschimpulse fällt zwar außerhalb der Halbwertsbreite schnell ab; da die Störimpulse jedoch sehr häufig sind, werden auch noch bei höheren Energien solche Ereignisse registriert. Zur quantitativen Veranschaulichung diene Abb. 13.

Das Rauschen hat seinen Ursprung zum Teil im Detektor, zum Teil im Verstärker. Der durch die Elektronik bedingte Anteil soll im folgenden Kapitel untersucht werden. Das Detektorrauschen ist wieder aus zwei Anteilen zusammengesetzt: einem zum Volumen und einem zur Oberfläche des Zählers proportionalen Anteil. Das Rauschen wird in beiden Fällen durch den Rückstrom in der Zählodiode verursacht, der einmal durch das Zählvolumen, zum anderen längs der Oberfläche des Detektors fließt. Der Volumenstrom wird bedingt durch die

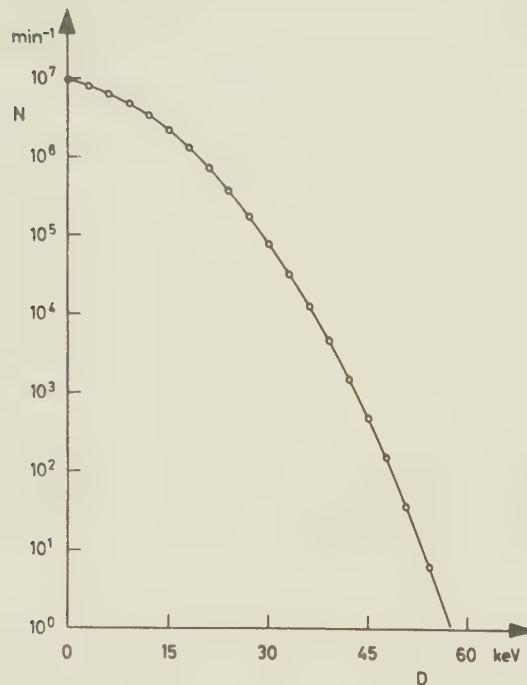


Abb. 13 Gemessene Zählrate N von Rauschimpulsen als Funktion der Lage D des Diskriminatorniveaus für Rauschimpulse mit einer Verteilung von 30 keV Halbwertsbreite (gemessen am Ortec-Verstärker 207).

Störstellen- und die Eigenleitung des Halbleiters. Schon durch eine relativ kleine Temperaturerniedrigung lässt sich besonders die letztere Leitungsart stark beeinflussen, so daß eine Kühlung der Kammer auf $+ 12^\circ \text{C}$ durch auf die Polschuhe geschweißte, vom Leitungswasser durchflossene Kühlschlangen die Rauscheigenschaften stark verbesserte.

Infolge des großen Verhältnisses von Oberfläche zu Volumen eines Zählerstreifens begrenzt der Rauschbeitrag durch Oberflächenströme bei einem Rasterzähler das Auslösungsvermögen. Um diese Oberflächenströme zu unterdrücken, sollten alle Streifen des Detektors auf demselben Potential liegen, um so einen "Schutzring" zu bilden. Die Potentialverhältnisse wurden bei den benutzten Zählern auch so eingestellt. Die beiden äußeren Zähler konnten dann infolge ihres starken Rauschens nicht zum Teilchennachweis benutzt werden.

5. Elektronik

Die elektrischen Impulse der Halbleiterzähler, die z.B. bei 500 keV-Elektronen nur etwa 0,5 mV groß sind, müssen zunächst auf ausreichende Größe verstärkt werden. Erst dann können sie in einer anschließenden Diskriminator- und Pulsformerstufe weiterverarbeitet und in einem Zählwerk registriert werden. Die Impulse müssen gegenüber dem gesamten Rauschpegel der Apparatur so weit wie möglich abgesetzt sein.

Bekanntlich hängt das Rauschen eines Vorverstärkers von der Eingangskapazität ab, die sich aus der Detektorkapazität, Kabel- und Schaltkapazitäten zusammensetzt. Um insbesondere die große Kapazität der Kabelzuführung so klein wie möglich zu halten, sollten die Verstärker direkt am Detektor, das heißt, noch in der Vakuumkammer untergebracht sein. Im vorhandenen Spektrometer war das aus Platzgründen nicht möglich. Es mußte daher ein besonders kapazitätsarmes, kurzes Kabel (Firma Amphenol, RG 195/U, 95 Ohm) für diese Verbindung benutzt werden, so daß sich folgende Kapazitätswerte für einen Zählerstreifen ergaben:

$$\begin{aligned} C_{\text{Detektor}} &= 2 \text{ pF} \\ C_{\text{Kabel}} &= 25 \text{ pF} \\ C_{\text{Schaltung}} &= 5 \text{ pF} \end{aligned}$$

Eingestrahlte Elektronen einheitlicher Energie erzeugen im Detektor im statistischen Mittel eine gleiche Anzahl von Ladungsträgern. Je nach Eigenkapazität des Detektors sind den freigesetzten Ladungsmengen verschieden große Spannungsimpulse zugeordnet. Um aus der Pulshöhe der vom Verstärker abgegebenen Spannungsschöße eine Aussage über die Energie der einfallenden Teilchen machen zu können, werden ladungsempfindliche Verstärker benutzt, bei denen die Pulshöhe im Ausgang von der Ladungsmenge und damit von der Energie der einfallenden Teilchen abhängt, aber unabhängig von der Detektorkapazität ist.

Für die Anwendung solcher Verstärker in einem magnetischen β -Spektrometer bedeutet die Ladungsempfindlichkeit, daß das Diskriminatorniveau bei mehreren Detektoren unterschiedlicher Kapazität im Gegensatz zu spannungsempfindlichen Anordnungen gleichmäßig eingestellt werden kann. Ladungsempfindliche Verstärker gewähren demnach einen höheren Bedienungskomfort, sie sind jedoch in der Konstruktion etwas aufwendiger.

Es standen mehrere Verstärkersysteme zur Verfügung, die im folgenden auf ihre Eignung für die magnetische β -Spektroskopie untersucht werden sollen.

5.1 Nuvistor-Vorverstärker

Diese in der Elektronikabteilung des Instituts für Kernphysik, Frankfurt, gebauten Vorverstärker wurden vielfach zum Nachweis schwerer geladener Teilchen verwendet. Die hierbei auftretenden relativ hohen Energien erforderten nicht immer so gute Rauscheigenschaften, wie sie von Vorverstärkern zum Nachweis von Elektronen verlangt werden müssen. Außerdem waren diese Geräte konstruktiv nicht mit dem Detektorvorspannungsgerät, dem Versorgungsgerät für die Vorverstärker, dem Hauptverstärker und dem Scaler zu einer kompakten Meßeinheit vereinigt. Dadurch lassen sich auch sogenannte Erdschleifen nicht vermeiden. Diese können, wie B. W a l t h a r d et al. gezeigt haben ²⁴), auch dann noch Störimpulse auffangen, wenn das elektronische System völlig in einem geerdeten Metallgehäuse gekapselt ist. Es treten hochfrequente Zusatzimpulse auf, deren Registrierung diese Autoren dadurch zum Teil vermieden haben, daß sie elektronische Zählgeräte mit kleiner Zählfrequenz benutzten. Auf die gleiche Art wurden sie in der vorliegenden Arbeit unterdrückt. Über die weitere Verarbeitung der Pulse in Hauptverstärker usw. wird weiter unten berichtet.

5.2 System "Ortec 207"

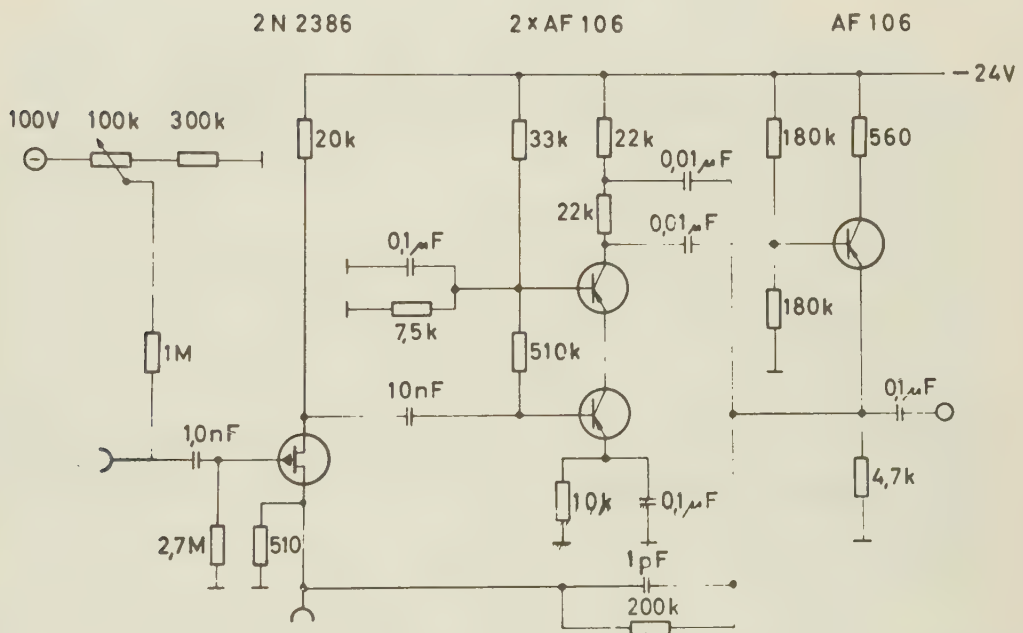
Der Verstärker der Firma Ortec, von dem 6 Stück zur Verfügung standen, besitzt in einem einzigen Gehäuse die Detektorvorspannung (0 bis 300 V), den ladungsempfindlichen Vorverstärker und den Hauptverstärker für positive oder negative Ausgangsimpulse, sowie einen feinfühlig einstellbaren Diskriminator, der 10 V hohe Impulse liefert. Dabei ist das System sehr kompakt aufgebaut und elektronisch stabil. Leider verbietet der hohe Preis von ca. 4.000,--DM pro Einheit die Verwendung einer größeren Anzahl dieser Geräte.

5.3 Vorverstärker mit Feldeffekttransistoren

In der Elektronikabteilung des Instituts für Kernphysik, Frankfurt, wurde ein Verstärkertyp ²⁵⁾ erprobt, der sich durch eine dem Ortec-Verstärker 207 entsprechende Kompaktheit der Konstruktion, aber auch wesentlich geringeren Aufwand auszeichnete (Materialpreis ca. 100,-- DM). Die Eingangsstufe besteht, wie dem Schaltplan auf Abb. 14 zu entnehmen ist, aus einem Feldeffekttransistor, der im Prinzip ähnlich gute Rauscheigenschaften wie eine Röhrenstufe haben kann. Anschließend an die Eingangsstufe werden die Signale in einer sogenannten Bootstrap- und Cascode-Schaltung weiter verstärkt. Die Detektorvorspannung wird für alle Detektorstreifen gleichzeitig angelegt. Das eingebaute Potentiometer gestattet es, diese Spannung noch um 30 % für den Einzelzähler zu variieren. Der gesamte Verstärker wurde mit Gießharz zu einem Block vergossen, um größere mechanische Stabilität und elektrische Konstanz zu erreichen; der Einstellknopf für das Potentiometer blieb dabei frei. Die elektrischen Rauschdaten des Verstärkers wurden ermittelt (Tabelle 5).

Eingangskapazität	Halbwertsbreite
pF	keV
22	20
33	22
56	28
100	45
150	60

Tabelle 5 Auflösungsvermögen des Feldeffekttransistor-Vorverstärkers als Funktion der Eingangskapazität, gemessen mit einem Pulsgenerator.



Vergossener Vorverstärker mit FET
(spannungsempfindlich)

Abb. 14 Schaltung des Vorverstärkers mit einem Feldeffekt-Transistor in der Eingangsstufe.

Der Verstärker hat eine 400-fache Verstärkung. Aus dem Schaltplan (Abb. 14) ist zu entnehmen, daß es sich um einen spannungsempfindlichen Verstärker handelt (der Kondensator von 1 pF in der Rückkoppelleitung dient nur zur Kompensation).

Bei nichtbelastetem Eingang schwingt der Verstärker, da sein Eingang extrem hochohmig ist und der Verstärkungsgrad relativ hoch liegt. Besonders stark sind die Schwingungen, wenn mehrere Verstärker zusammen betrieben werden, weil sich über die Zuleitungen die Schwingungen gegenseitig anregen. Sie lassen sich auch durch kapazitive Kabelbelastung der Eingänge nicht völlig unterdrücken. Bei Belastung mit den Detektorwiderständen sowie ihren Kapazitäten vermindern sich die Schwingungsamplituden jedoch auf unbedeutende Werte.

5.4 Registrierung der elektrischen Impulse

Die Impulse der Verstärker müssen in Zählgeräten verarbeitet werden. Dazu dienten zunächst einfache Scaler, die in Verbindung mit Nuvistorvorverstärkern und Hauptverstärkern (Firma Hamner Electronics Co., Modell N-302) betrieben wurden. Da in den Verstärkereinheiten keine Diskriminatoren oder Pulshöhenformerstufen enthalten waren, mußte das Diskriminatoniveau der Scaler ausgenutzt werden. Die oben erwähnten hochfrequenten Störimpulse wurden durch Kondensatoren kurzgeschlossen.

5.41 Spannungsteiler

Um zu mehreren Meßkanälen übergehen zu können, muß ebenso wie die Zahl der Verstärker die der Scaler erhöht werden. Um den großen elektronischen Aufwand zu umgehen, der hierdurch entsteht, wurde ein anderes Verfahren zur Impulsregistrierung angewandt. Die Diskriminatorstufen der Ortec-Verstärker liefern Pulse von stets gleicher Größe (10 V). Man kann diese Einheitsimpulse auf einen Spannungsteiler

mit verschiedenen Eingängen geben, wie es auf Abb. 15 dargestellt ist. Man erhält so je nach Verstärker verschieden hohe Impulse, die dann in einem Vielkanalanalysator registriert werden können. Es entspricht dann einer bestimmten Kanalzahl ein spezieller Verstärker und damit ein definierter Energiewert im Spektrometer. Dieses Verfahren konnte in der einfachen Form nur bei den Ortec-Verstärkern benutzt werden

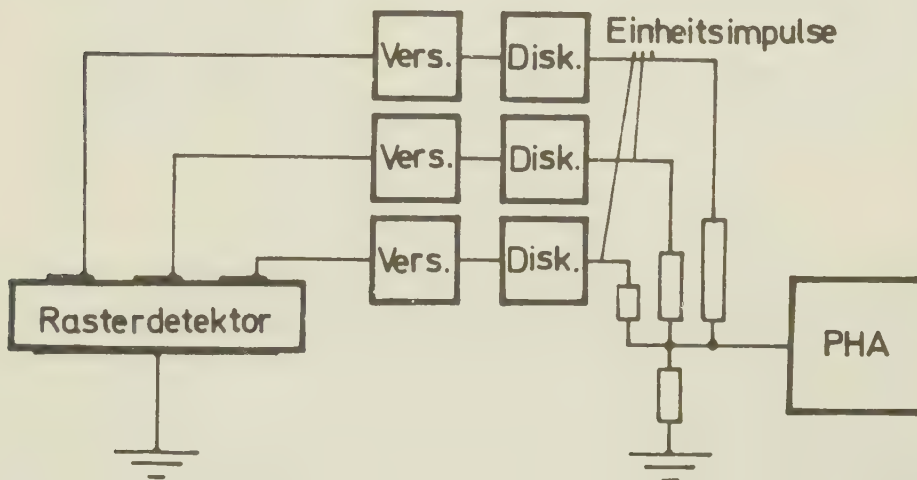


Abb. 15 Schematische Darstellung einer einfachen Pulsadressierung mit Hilfe eines Spannungsteilers.

5.42 Adressierelektronik

Um das in 5.41 dargestellte Prinzip auch bei den Feldeffektvorverstärkern anwenden zu können, müssen die elektrischen Impulse durch Diskriminatorstufen vom Untergrund getrennt werden. Das geschieht in der elektronischen Adressierschufe, in der die Impulse eines bestimmten Verstärkerkanals auf definierte Größe gebracht werden. In einem nachgeschalteten Vielkanalanalysator gehören dann zu bestimmten Kanälen die verschiedenen Energiewerte. Die Schaltung des Gerätes ist

6. Test- und Vergleichsmessungen

6.1 Konversionslinien von Caesium 137

Das radioaktive Isotop Caesium 137 zerfällt durch β -Übergang in einen angeregten Zustand von Barium 137, der seinerseits durch γ -Übergang ($E_\gamma = 661 \text{ keV}$) oder innere Konversion ($E_K = 626 \text{ keV}$) in den Grundzustand übergeht. Das Zerfallsschema ist auf Abb. 17 dargestellt:

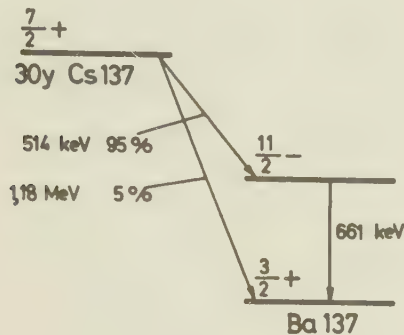


Abb. 17 Zerfallsschema von Caesium 137

Die Multipolordnung des γ -Überganges ist mit einer Kernspinänderung um 4 Einheiten recht groß, so daß sich ein hoher Konversionskoeffizient ergibt ($\alpha \approx 0,1$). Daher ist Cs 137 ein für Testzwecke häufig benutztes Nuklid.

Die β -Strahlen-Quelle wurde durch Eindampfen von Cs 137-Chlorid-Lösung hergestellt, wie es von P. Kleinhöns³⁾ beschrieben worden ist. Sie hatte eine Aktivität von 80 μCi . Um eine Kontamination durch die Quelle zu vermeiden, war der aktive Folienstreifen in einem Kunststoffgehäuse mit einer kleinen Öffnung untergebracht, durch die die Elektronen ohne Streuung in den Außenraum gelangen konnten. Das Kunststoffgehäuse war metallisiert, um eine elektrostatische Aufladung der Quelle zu verhindern.

Um die Eignung von Halbleiterzählern für magnetische Spektrometer zu untersuchen, wurde zunächst ein Spektrum (Abb. 18) mit einem einzigen Halbleiterzähler aufgenommen. Verschiedene Spektralbereiche wurden durch Änderung der

magnetischen Induktion eingestellt und so nach und nach das Spektrum an dem Zähler vorbeigeführt. Die kreisförmige Zählfläche des Detektors war durch eine schmale Blende aus Kupfer auf ein Rechteck von 0,8 mm Breite und 10 mm Höhe begrenzt. Die Verstärkung der elektrischen Impulse geschah in einem Nuvistorvorverstärker. Abb. 18 stellt das Ergebnis dar. Ein Vergleich mit dem von P. K l e i n h e i n s durch Spurenzählen an demselben Spektrometer erzielten Ergebnis ³⁾ zeigt, daß die mit photographischer Registrierung erreichte Energieauflösung von 0,5 % nicht erhalten wurde. Das liegt an der schlechteren Ortsauflösung des Detektors, dessen Spaltbreite so eingestellt wurde, daß sie der kleinsten, erreichbaren Rasterzählerbreite entsprach.

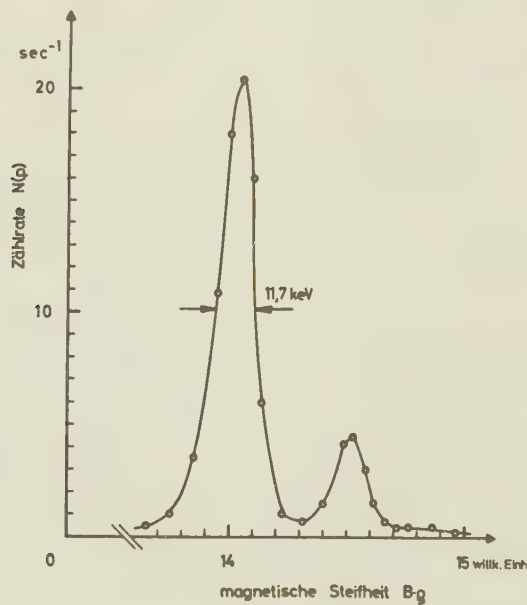


Abb. 18 Bereich um die Konversionslinien von Caesium 137, aufgenommen mit einem einzelnen Halbleiterzähler. Der statistische Fehler der Zählrate ist kleiner als der Kreisdurchmesser, ebenfalls bei Abb. 19, 21 und 22.

Andererseits zeigt derselbe Vergleich aber, daß der Untergrund bei elektronischer Registrierung niedriger ist. Anscheinend gestattet die elektronische Diskriminierung eine bessere Trennung von Untergrundereignissen, als es die

visuell bestimmte Elektronenspurlänge gestattet. Dieser Vorteil ist jedoch nur dann gesichert, wenn Halbleiterdetektoren (gegebenenfalls mit Spaltblende) verwendet werden, die sich durch besonders saubere Linienform auszeichnen. Bei Rasterzählern, deren Feldzonen sich zum Teil überlappen, muß das Diskriminatorniveau so niedrig eingestellt werden, daß auch hier Untergrundereignisse unvermeidbar mitregistriert werden. Das wird bei der Untersuchung des Cs 137-Spektrums mit drei simultan betriebenen Rasterstreifen deutlich (Abb. 19).

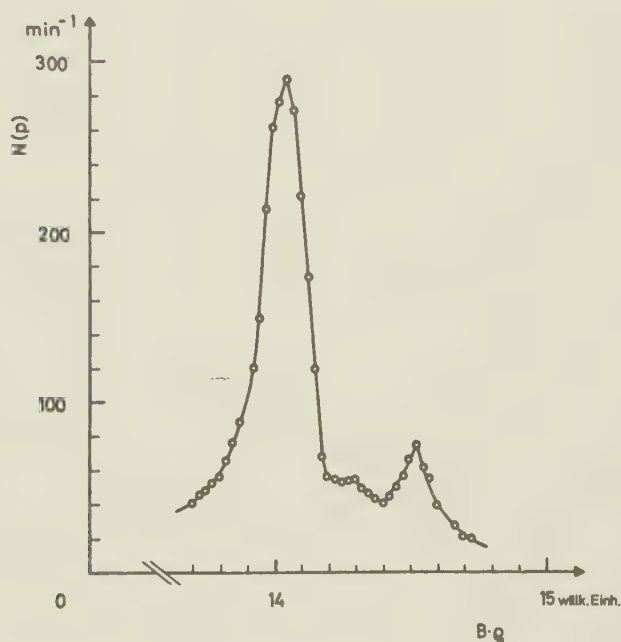


Abb. 19 Konversionselektronenspektrum von Cs 137, mit drei Halbleiterzählern simultan aufgenommen.

Die Konversionslinien im Caesium-Spektrum befinden sich in einem Spektralbereich, der sich durch geringen Anteil von kontinuierlicher β -Strahlung auszeichnet, da die Maximalenergie des häufigsten β -Überganges bei 514 keV liegt. Es war von Interesse zu untersuchen, zu welchen Resultaten die Rasterzählermethode führt, wenn der Untergrundanteil der Strahlung sehr viel höher ist. Hierfür bietet sich als geeignete Elektronenquelle Gold 198 an. Wie dem folgenden Zerfallsschema zu entnehmen ist, ist dort die Maximalenergie

des häufigsten Überganges 959 keV, liegt also erheblich über dem zu untersuchenden Übergang von 412 keV.

6.2 Konversionselektronen von Gold 198

Das Zerfallsschema von Au 198 ist auf der folgenden Darstellung skizziert (Abb. 20). Das durch Neutronenaktivierung aus Gold 197 gewonnene Au 198 zerfällt durch β -Übergang mit 99 % Wahrscheinlichkeit in einem angeregten Zustand von Quecksilber 198, das durch einen γ -Übergang in den Grundzustand übergeht.

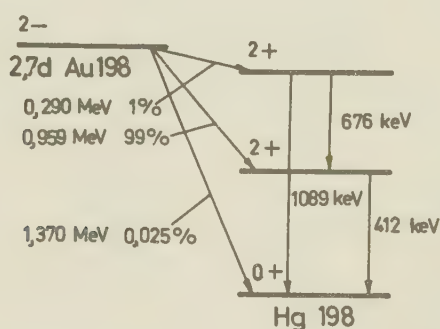


Abb. 20 Zerfallsschema von Gold 198.

Bei diesem γ -Zerfall handelt es sich um einen elektrischen Quadrupolübergang, dessen Konversionskoeffizient für die K-Schale nach theoretischen Werten von M. E. R o s e ²⁷⁾ $\alpha = 0,03$ beträgt.

Die Quelle bestand aus einer 3 μ dicken, freitragenden Goldlamelle mit 6 mg/cm² Massenbelegung. Diese Dicke entsprach der Energieauflösung des Spektrometers im betrachteten Energiebereich. Die Abmessungen der Quelle betrugen wiederum 0,8 mm Breite und 10 mm Höhe. Bei der Messung wurden zunächst sechs und dann 16 Halbleiterzähler für die simultane Messung angewendet.

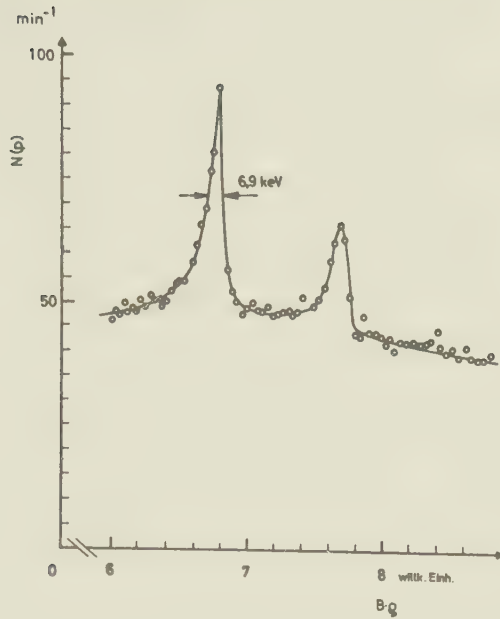


Abb. 21 Konversionslinien von Gold 198, sechs Rasterstreifen simultan.

Das Ergebnis der Messung an Au 198 zeigt Abb. 21. Man erkennt die K-Linie ($E_K = 331$ keV) und die L-Linie ($E_L = 398$ keV) des 412 keV Überganges auf dem kontinuierlichen Untergrund. Die Messung erfolgte mit sechs Zählerstreifchen simultan, wobei jeweils sechs nebeneinanderliegende Meßpunkte mit einer Magnetfeldeinstellung gemessen wurden. Dann wurde das Magnetfeld so verändert, daß die Bereiche lückenlos aneinander grenzten. Wie in Abschnitt 4.6 gezeigt wurde, mußten zusätzlich zu den sechs Meßdetektorstreifen zwei weitere, angrenzend liegende Kontaktlamellen des Detektors auf das Vorspannungspotential gebracht werden. Die gleiche Meßanordnung, jedoch mit 16 Detektoren (aber 18 kontaktierten Meßstreifen) wurde für das folgende Spektrum (Abb. 22) benutzt. Wieder ist derselbe Bereich um die K- und L-Konversionslinien von Au 198 dargestellt. Es waren jedoch für die 48 Meßpunkte nur drei Magnetfeldeinstellungen und insgesamt 90 Min. Meßzeit statt 24 Stunden erforderlich. Als störend machte sich die unterschiedliche Ansprechwahrschein-

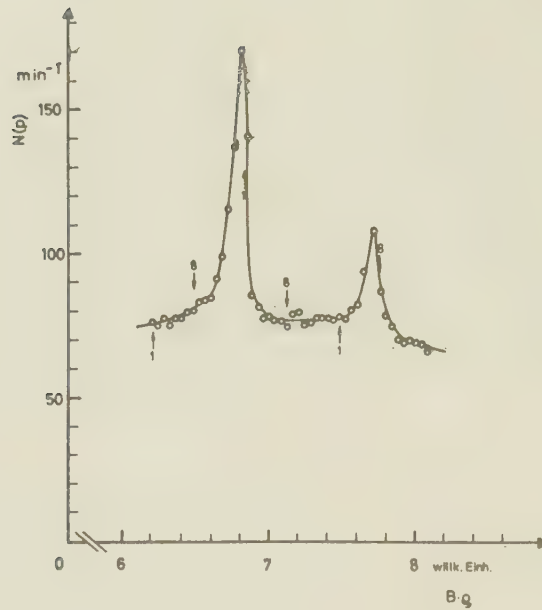


Abb. 22 Konversionslinien von Gold 198; 16 Detektoren simultan.

lichkeit der Detektorstreifen bemerkbar, die nur zum Teil durch individuelle Einstellung der Diskriminatorniveaus ausgeglichen werden konnte ⁺). Da die Ansprechwahrscheinlichkeit bei den vorhandenen Detektoren zeitlich nicht völlig konstant zu sein scheint, ist die Einstellung der Diskriminatorniveaus schwierig. Zum Beispiel ist auf Abb. 22 die Zählrate bei Streifen 1 (mit Pfeil + markiert) größer als beim Durchschnitt; bei Detektor 8 (Pfeil ↓) ist sie kleiner. Wegen dieser Unsicherheit wurde auf eine noch größere Zahl von Detektoren verzichtet, die wegen der begrenzten Größe der Siliziumscheiben auch nur durch Aneinandersetzen von mehreren Siliziumunterlagen zu ermöglichen wäre.

⁺) Die hier dargestellten Ergebnisse wurden mit den in Abschnitt 4.5 näher erläuterten Faktoren zum Ausgleich der Ansprechwahrscheinlichkeit erhalten.

6.3 Diskussion der Ergebnisse

Um die gemessenen Konversionslinien in bezug auf ihre Energie und ihre Intensität mit theoretischen Werten vergleichen zu können, muß die vom magnetischen Spektrometer gelieferte Linienform betrachtet werden. Für einen monoenergetischen Elektronenstrahl läßt sich die Linienform, d.h. die Intensität I als Funktion einer Ortskoordinate z in der Detektorebene, wegen der einfach zu berechnenden Elektronenbahnen in einem 180° -Spektrometer für eine Quelle der Breite s angeben:

$$I_1 = \int_0^z \frac{ds}{\sqrt{z-s}} \sim \sqrt{z} \quad \text{für } 0 < z < s$$

$$I_2 = \int_0^s \frac{ds}{\sqrt{z-s}} \sim \sqrt{z} - \sqrt{z-s} \quad \text{für } s < z < 2\rho(1 - \cos\phi)$$

$$I_3 = \int_{z-2\rho(1-\cos\phi)}^s \frac{ds}{\sqrt{z-s}} \sim \sqrt{2(1-\cos\phi)} - \sqrt{z-s} \quad \text{für } 2\rho(1-\cos\phi) < z < 2\rho(1-\cos\phi) + s$$

Dabei ist ϕ der Aperturwinkel des Elektronenstrahls in der Spektrometerebene, der Krümmungsradius der Elektronenbahnen sei ρ . Die mit Hilfe dieser Formeln berechnete Linienform ist auf Abb. 23 angegeben.

Die zu erwartenden Konversionslinien sind gemäß Abb. 23 nach der niederenergetischen Seite hin abgeflacht. Beim Vergleich der gemessenen Intensitätsverteilungen von monoenergetischen Elektronen muß ferner beachtet werden, daß eine weitere Abflachung auf der niederenergetischen Seite der Linie infolge des Energieverlustes durch inelastische Elektronenstreuung in der Quelle auftritt (vergl. z.B. die K-Linie auf Abb. 21. Wegen der dreifachen Aufspaltung der L-Linie ist die Linienform dort nicht so einfach vergleichbar). Diese Verbreiterung beeinflusst die Halbwertsbreite der Linie weni-

ger stark als die theoretisch einfach angebbare Basis-Bildbreite.

Neben der Elektronenstreuung muß bei einem Vergleich der gemessenen Linienform mit der theoretisch Intensitätsverteilung die endliche Ausdehnung der Detektorstreifen berücksichtigt werden. Die dadurch bedingte Verbreiterung ist von der zufälligen Wahl der Energie der Meßkanäle bezüglich der zu messenden Energie abhängig. Der Verlust an Auflösungsvermögen ist dann wesentlich, wenn die effektive Detektorbreite vergleichbar wird mit der geometrischen Linienbreite in der Detektorebene. Der relative Fehler, der entsteht, wenn dieser Effekt außer acht gelassen wird, ist höchstens von der Größe des Verhältnisses von Detektorbreite zu geometrischer Halbwertsbreite der Linie in der Detektorebene.

Die Spektren wurden mit folgenden Daten aufgenommen:

Entfernung Quelle - Spalt	$a = 25 \text{ mm} \pm 0,5 \text{ mm}$
Spaltbreite	$b = 3,0 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$
Breite der Quelle	$s = 0,8 \text{ mm} \pm 0,1 \text{ mm}$
Höhe der Quelle	$h = 10,0 \text{ mm} \pm 0,3 \text{ mm}$
Bahnradien	$\rho = 70 \text{ mm bis } 78 \text{ mm} + 0,2 \text{ mm}$
Detektorhöhe	$l = 8,0 \text{ mm} \pm 0,2 \text{ mm}$
Breite der Elektrode	$= 0,60 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$
Breite der Zwischenräume	$= 0,40 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$

Die folgenden Daten für Transmission, Luminosität und Basisbildbreite wurden mit einem mittleren Bahnradius von 74,00 mm errechnet.

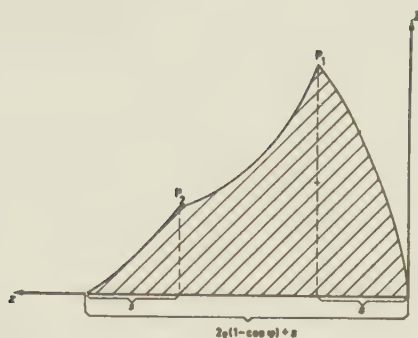


Abb. 23 Intensitätsverteilung I für monoenergetische Elektronen in der Fokalebene. Kleinere Energien, die kleineren ρ -Werten entsprechen, liegen bei größeren z -Werten (nach ²)).

Halber Aperturwinkel in der Spektrometerebene $\phi = \arctan \frac{b}{2a} = 3^{\circ}26' = 0,060$ im Bogenmaß

Halber Aperturwinkel senkrecht zur Spektrometerebene $\psi = \arctan \frac{e}{2\pi\rho m} = 59' = 0,017$ im Bogenmaß

Transmission $T = \frac{\psi\phi}{\pi} = 3,3 \cdot 10^{-4} = 0,033 \%$

Luminosität $L = s \cdot h \cdot T = 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$

Theoretische Basisbildbreite $B = 2\rho_m (1 - \cos \psi) + s = 1,07 \text{ mm}$

Tabelle 5 Typische Spektrometerdaten

Da sich die Basisbildbreite schlecht aus den Meßkurven bestimmen lässt und außerdem durch die Elektronenstreuung stark verbreitert ist, wird die gemessene Halbwertsbreite aus den Meßkurven mit der halben theoretischen Basisbildbreite verglichen:

	Theoretische Werte		Gemessene Werte (K-Linien)	
	B/2 (mm)	B/2 (keV)	B/2 (mm)	B/2 (KeV)
Cs 137	0,53	6,5	1,26	12
Au 198	0,53	3,8	1,78	7

Tabelle 6 Vergleich des theoretischen mit dem gemessenen Auflösungsvermögen.

Wie zu erwarten, ergeben sich infolge der Elektronenstreuung in der Quelle für die gemessenen Verteilungen zu große Halbwertsbreiten. Die bereits oben erwähnte Verbreiterung infolge der endlichen Detektorbreite spielt nur eine untergeordnete Rolle.

Energiebestimmung. Die Energie einer Konversionslinie lässt sich nach Formel (1) bestimmen, wenn der Radius der Elektronenbahn und die magnetische Induktion B gemessen worden sind. Hier wurde, wie auf Seite 14 angegeben, die zur Induktion proportionale Hall-Spannung gemessen und die Proportionalitätskonstante aus der gleichzeitig gemessenen Lage einer bekannten Linie ermittelt.

Die Fehler der Energiebestimmung rühren von der Unsicherheit der Radiusbestimmung von 0,5 % einerseits und vom Fehler der Induktion andererseits her, der ebenfalls 0,5 % bei Berücksichtigung der Nichtlinearität der Sonde und der Temperaturabhängigkeit der Hall-Konstanten beträgt. Der Fehler der Energiebestimmung liegt demnach bei 1,0 %.

Beim Vergleich theoretischer Werte mit experimentellen Daten, wie er in der folgenden Tabelle 7 ausgeführt ist, ist zu beachten, daß die L-Schale aus 3 Unterschalen, L_1 bis L_3 , zusammengesetzt ist. Die theoretischen Werte für die L-Schale ²⁾ wurden aus den drei Energiewerten durch einfache Mittelung gewonnen. Die experimentell gemessenen Verteilungen enthalten ferner die unaufgelösten Konversionslinien der M-Schale und weiterer Schalen, die jedoch wenig zur Gesamtintensität

	E_L theor. (keV)	E_L exp. (keV)	Abweichung %
Cs 137	656,2	656,4	0,04
Au 198	398,4	403,8	1,35

Tabelle 7 Vergleich der theoretischen L-Konversionsenergien mit experimentellen Werten.

beitragen. Die bei höheren Energien liegenden M-Konversionslinien bewirken bei der Bestimmung der Energie der L-Konversion besonders bei Gold eine Verschiebung zu höheren Werten. Die sehr gute Übereinstimmung des Wertes für Cs ist bedingt durch den geringen Unterschied zwischen Eichenergie und Meßenergie, so daß systematische Fehler noch keinen Einfluß haben.

Messung von Intensitätsverhältnissen. Wegen der komplizierten Ansprechwahrscheinlichkeit des Einzelstreifens lassen sich absolute Intensitäten mit Hilfe des Rasterzählers nicht bestimmen, wie in Abschnitt 4.4 gezeigt wurde. Aus den Meßkurven lassen sich zwar Intensitätsverhältnisse angeben, jedoch zeigt der Vergleich mit Messungen von G. A. Graves et al. für Caesium ²⁶⁾ sowie mit theoretischen Werten ²⁷⁾, daß die mit Hilfe der Rasterzähler bestimmten K/L+M Verhältnisse systematische Abweichungen zeigen.

	K/L+M theor.	K/L+M exp.	Abweichung in %
Au 198	1,86	2,07	+11 %
Cs 137	4,64	5,58	+21 %

Tabelle 7 Vergleich theoretischer und experimenteller K/L+M Verhältnisse

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren in Abhängigkeit von der Elektronen-Energie wurde nicht weiter verfolgt. Die Abweichung soll Gegenstand einer weiteren Untersuchung sein, bei der die Elektronenstreuung und Energieabgabe im Rasterdetektor mit Hilfe eines Monte Carlo-Programms verfolgt werden soll.

7. Anwendung der Rasterzähler bei Neutronen-Einfangreaktionen

7.1 Vergleich zwischen (n,γ) - und (n,e) -Reaktionen

Um Aussagen über das Niveauschema von Atomkernen zu erhalten, kann die Neutroneneinfangreaktion benutzt werden. Die freiwerdende Bindungsenergie des Neutrons wird bei fast allen Übergängen durch γ -Strahlung abgegeben ((n,γ) -Reaktion). Da als Konkurrenz zu jedem γ -Übergang im Kern innere Konversion auftritt, lassen sich bei jedem (n,γ) -Prozeß Konversionselektronen ((n,e) -Reaktion) nachweisen.

Vor- und Nachteile der γ - und der Konversionselektronen-Spektroskopie sollen im folgenden kurz erörtert werden.

1.) Vergleich der Zählraten.

Da sich bei (n,γ) -Reaktionen am Reaktor dicke Targets verwenden lassen, bei (n,e) -Reaktionen jedoch infolge des Energieverlustes der Elektronen in der Probe nur eine Massenbeladung von wenigen Milligramm pro cm^2 zulässig ist, außerdem die Konversionskoeffizienten im allgemeinen viel kleiner als 1 sind, sind die γ - und die e^- -Aktivitäten bei demselben Nuklid um 10^5 bis 10^7 Größenordnungen unterschiedlich. Die Folge davon ist, daß die Zählraten für Konversionselektronen im allgemeinen sehr klein sind und lange Meßzeiten zu erwarten sind.

2.) Energieauflösung.

Abgesehen von der Möglichkeit, bei intensiven Quellen die γ -Energie mit Hilfe eines Kristallspektrometers zu bestimmen, lassen sich die genauesten, absoluten Energiewerte von Kernniveaus über Konversionsspektren bestimmen. Die Energieauflösung magnetischer Spektrometer ist besser als die z.B. von Szintillations- oder Germanium-Detektoren. Hinzu kommt, daß die Linienform bei diesen großen Spektrometern, an denen sich der γ -Untergrund stark unterdrücken läßt, wesentlich besser ist als die der genannten γ -Detektoren, da keine Störung durch Compton-Ereignisse auftritt.

3.) $0+ \rightarrow 0+$ Übergänge.

Die Gruppe der $0+ \rightarrow 0+$ Übergänge lässt sich durch Untersuchung der γ -Strahlung beim Neutroneneinfang nicht studieren, da diese Übergänge für elektromagnetische Strahlung verboten sind. Unterhalb der Paarbildungsschwelle wird die Energie durch innere Konversion abgegeben, so daß sich diese auch für Kernmodellbetrachtungen wichtigen Übergänge nur durch die Konversionselektronen untersuchen lassen.

4.) Multipolordnung und Parität.

Aus Messungen der γ -Spektren lassen sich keine Aussagen über Spins und Paritäten der beteiligten Niveaus machen. Da aber das Intensitätsverhältnis der K- und L-Linie, sowie auch höhere Verhältnisse wie $L_1 + L_2$ zu L_3 usw. von diesen Parametern abhängen, lassen sich bei guter Energieauflösung der Konversionselektronen Schlüsse auf diese Niveaumenndaten machen. Wesentlich stärker hängt jedoch der Konversionskoeffizient selbst von der Multipolordnung und Parität des Überganges ab, so daß erst die Kombination der (n,γ) - mit der (n,e) -Messung eine genaue Aufstellung eines Niveauschemas gestattet.

7.2 Meßprinzip

Ebenso wie bei (n,γ) -Reaktionen, die am Reaktor durchgeführt werden, sind auch bei (n,e) -Prozessen vom Experiment her Anordnungen mit internem und externem Target zu unterscheiden ²⁸⁾²⁹⁾. Will man bei einem Kaskadenzerfall die verschiedenen Strahlungen in Koinzidenz miteinander nachweisen, dann erscheint am zweckmäßigsten die Anordnung mit kollimiertem Neutronenstrahl und externer Probe.

Zur Abschätzung der bei einem (n,e) -Experiment zu erwartenden Zählrate möge das schematische Bild der Meßanordnung dienen (Abb. 24). Ein kollimierter Strahl von Reaktorneu-

tronen trifft auf das Target. Infolge von (n,e)-Reaktionen werden Konversionselektronen emittiert. Die Elektronen-Zählrate ist durch Formel (4) gegeben:

$$N_e = \frac{1}{A} \cdot L \cdot \Phi \cdot F \cdot \delta \cdot \sigma \cdot \alpha \cdot H \cdot \ddot{U} \cdot T \quad (4)$$

Die Bedeutung der Symbole ist in Tabelle 8 zusammengestellt. Ebenso ist ein Meßbeispiel angegeben, das die Verhältnisse am kollimierten, mit Wismut gefilterten Strahlrohr T 3 des Frankfurter Reaktors wiedergibt bei Verwendung des vorhandenen, einfachfokussierenden 180°-Spektrometers.

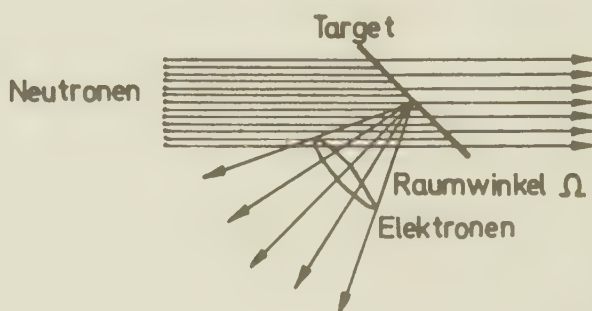


Abb. 24 Schematisches Bild zur Bestimmung der Zählrate in einem (n,e)-Experiment.

Der Fluß thermischer Neutronen wurde mit Indiumsonden nach dem von H a n l e ³⁰⁾ beschriebenen Verfahren gemessen. Die Angabe über die maximale Dicke des Targets stammt aus eigenen Messungen, die mit Daten aus der Literatur übereinstimmen ³¹⁾. Sie ergibt sich aus der vorgegebenen Energieunschärfe der Elektronen infolge inelastischer Streuung. Die kernphysikalischen Daten der Quelle beziehen sich auf das Element Samarium, die ebenso wie die Isotope anderer Elemente mit hohem Wirkungsquerschnitt sehr genau gemessen sind ³²⁾. G r o s h e v gibt für den intensivsten konvertierten Übergang vom ersten angeregten Zustand (2+) zum Grundzustand (0+) für das Isotop Sm 150 einen gemessenen Konversionskoeffizien-

Symbol	Bedeutung	Zahlenbeispiel: Sm ¹⁴⁹ (n,e) Sm 150 180 ⁰ -6 cm-Spektrometer Kanal T ₃
A	Massenzahl	149 g
L	Loschmidtzahl	$6 \cdot 10^{23}$
Φ	therm. Neutronenfluß	$3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
F	Targetfläche	0,08 cm ²
δ	Massenbelegung des Targets	$6 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$
σ	miskroskop. Wirkungsquerschnitt	$4,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
α	Konversionskoeffizient	$3,7 \cdot 10^{-2}$
H	Isotopenhäufigkeit	0,13
Ü	Übergangswahrscheinlichkeit pro Einfang	0,38
T	Transmission des Spektrometers	$1 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 8 Beispiel zur Erläuterung von Formel (4)

ten von 0,037 an bei einer Häufigkeit des Überganges von 38 %. Die in Tabelle 8 angegebene Transmission des Spektrometers sei so eingestellt, daß sich eine Energieauflösung von etwa 1,1 % ergibt.

Mit den angegebenen Daten erwartet man eine Zählrate von $4,3 \cdot 10^{-3}$ Ereignissen pro Sekunde. Das sind 370 Impulse in 24 Stunden, wenn die intensivste Linie des Spektrums in nur einem Kanal des Spektrometers registriert wird. Um diese Linie aus dem Untergrund diskriminieren zu können, muß der Untergrund bei 3-facher Sicherheit nach statistischer Rechnung kleiner als $1,5 \cdot 10^4$ Ereignisse pro 24 Stunden sein. Es war daher zu prüfen, ob dieser Untergrundwert mit dem vorhandenen Spektrometer erreicht werden konnte.

7.3 Experimentelle Anordnung

Ein schematisches Bild des Meßaufbaues zeigt Abb. 25. Reaktor-neutronen aus Kanal T 3 treffen nach Durchlaufen eines Kollimators auf die Probe, die sich in einer Vakuummeßkammer befindet. Da nur ein verschwindend kleiner Anteil dieser Strahlung in der dünnen, 1 mm breiten Targetfolie absorbiert wird, mußte ein großer Strahlfänger die restlichen Neutronen und die γ -Strahlen absorbieren. Der Kanal T 3 ist zwar durch einen hohen Neutronenfluß gekennzeichnet. Dieser hohe Fluß, der sich aus der hohen Flußdichte am Boden des stumpfen Rohres berechnet, ist jedoch aus mehreren Gründen nicht voll ausnutzbar:

1. Das vorhandene Spektrometer gestattet keine größere Winkeldivergenz des Neutronenstrahls als maximal 3 Winkelgrad wegen des Polschuhabstandes von nur 35 mm. Daher lassen sich von der 78 cm^2 großen Bodenfläche des Kanals T 3 nur 13 % ausnutzen.
2. Da der Kollimator auf den Reaktorkern "sieht", ist die γ -Intensität an T 3 extrem hoch, so daß bereits aus Gründen des Strahlenschutzes die γ -Strahlung verringert werden muß. Das geschah im betrachteten Fall durch Filterung des Neutronenstrahls durch ein 7 cm langes Wismutfilter. Nach Messungen von S c h m ö l l i n g ³⁴⁾ sollte der thermische Neutronenfluß in einem derartigen Wismuteinkristallfilter um ca. 80 % abgeschwächt werden. Die Schwächung der γ -Strahlung ist abhängig von ihrer Energie. Die Intensität in der Umgebung des Kollimatorendes war nach Einbau des Filters in den Strahlengang nicht höher als es der biologischen Toleranzdosis entspricht.
3. Da die Probe im Spektrometer 40 cm vom Kollimatorende angebracht sein mußte, war der Neutronenstrom an der Stelle des Targets auf $3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ abgeschwächt.

Die Justierung des Spektrometers ist ein wesentliches Problem bei der Ermittlung des Untergrundes, da sich eine starke Erhöhung der Untergrundzählrate ergibt, wenn der Neutronenstrahl die Kammerwand trifft. Dies ist deshalb besonders

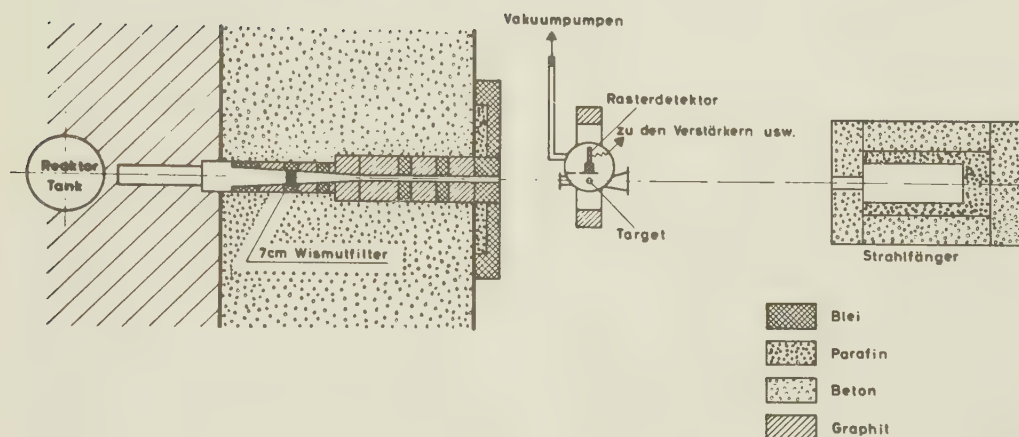


Abb. 25 Anordnung zur Untersuchung des Untergrundes bei einer (n,e) -Reaktion.

leicht möglich, weil wegen des geringen Polschuhabstandes der Durchmesser der Einschußöffnung in der Kammer nur 20 mm groß sein konnte.

Die Ausrichtung des Spektrometers geschah folgendermaßen: Nach Festlegung des Neutronenauftreffpunktes auf dem Strahlfänger wurde das Kollimatorloch mit einer zylindrischen Eisenstange verschlossen, an deren äußerem Ende eine kleine Glühlampe befestigt war. Das Spektrometer war dann justiert, wenn der durch Eintritts- und Austrittsfenster der Kammer gebildete helle Kreis konzentrisch zum Auftreffpunkt der Neutronen am Strahlfänger war. Die Quelle, die von außer-

halb der Kammer in ihrer Position verstellbar war, mußte einen Schatten bilden, der parallel zur Feldrichtung des Magneten war und genau durch den Auftreffpunkt ging. Mit Hilfe eines durch drei Schrauben einstellbaren Tisches sowie durch Drehen der Kammer konnte die justierte Lage sicher erreicht werden.

7.4 Ergebnis

Um zu untersuchen, ob der in 7.2 geforderte Untergrundwert von $1,5 \cdot 10^4$ Ereignissen pro 24 Stunden erreicht werden konnte, wurde eine nach W. C. Parker et al.³⁵⁾ durch Aufdampfen hergestellte, 6 mg/cm^2 dicke Samarium-Chlorid-Quelle in die Kammer eingesetzt. Es ergab sich eine Zählrate für Untergrundereignisse von $4,0 \cdot 10^5$ je 24 Stunden mit Quelle und $9,2 \cdot 10^4$ je 24 Stunden ohne Quelle. Der erste Wert macht deutlich, daß mit dieser Anordnung ein Spektrum der Konversionselektronen nicht gemessen werden kann, während der zweite zeigt, daß ein wesentlicher Teil des Untergrundes von der Quelle selbst herrührt, so daß auch eine Erhöhung des Neutronenflusses den statistisch bedingten Fehler bei gleicher Meßzeit verringert, aber nur einen geringen Einfluß auf das Signal zu Untergrund - Verhältnis hat.

7.5 Vorschlag für eine Meßanordnung

Aus den gewonnenen Erfahrungen über die Verwendung eines magnetischen Spektrometers zum Nachweis von Konversionselektronen beim Einfang thermischer Neutronen lässt sich eine Anordnung angeben, mit der es möglich sein sollte, solche Elektronenspektren aufzunehmen.

Die zu erwartende geringe Aktivität der Probe, verbunden mit kleinen Konversionskoeffizienten, erfordert ein Spektrometer hoher Luminosität, während der Einsatz des Rasterzählers von vornherein auf sogenannte flache Spektrometer beschränkt ist. Daher scheint das geeignetste Gerät ein $\pi/2$ -Spektrometer zu sein, das bezüglich seiner Eigenschaften gut bekannt ist²⁾.

Der mittlere Elektronenbahnradius sollte mindestens 50 cm betragen, um durch größeren Abstand zwischen Quelle und Detektor die Untergrundzählrate klein zu halten. Auch ließe sich dann ausreichend viel Abschirmmaterial zwischen Quelle und Detektor bringen.

Nach Angaben von P. K l e i n h e i n z ¹⁴⁾ sollte der Energiebereich, in dem die Elektronen für den Einsatz eines Rasterzählers hinreichend fokussiert werden, 10 % der Elektronenenergie bei einem $\pi/2$ -Spektrometer betragen. Bei 500 keV zum Beispiel könnten für einen Energiebereich von 50 keV 25 Detektoren zur Verfügung stehen, so daß sich bei 1 % Energieauflösung vier Meßkanäle pro Linie ergeben.

Um die Meßzeit weiterhin zu verkürzen, sollte eine Targetanordnung nach B ä c k s t r ö m et al. ^{29),36)} verwendet werden, in der durch elektrostatische Korrekturen erreicht wird, daß auch ausgedehnte Quellen bis zu 20 cm² Fläche in einem $\pi/2$ -Spektrometer verwendet werden können. Dieses Spektrometer, verbunden mit einem intensiven Neutronenstrahl (z.B. eines Höchstflußreaktors) und einem Rasterzähler sollte es wegen der Verringerung an Meßzeit ermöglichen, Konversionselektronenspektren beim Einfang thermischer Neutronen auch von Nukliden mit kleinem Wirkungsquerschnitt zu untersuchen, sowie hochenergetische γ -Strahlung in Koinzidenz mit Konversionselektronen nachzuweisen.

8. Zusammenfassung

In einem 180° -Spektrometer werden mit Hilfe von Halbleiterzählern als Detektoren Elektronenspektren aufgenommen. Eine für die Elektronenspektroskopie neuartige Zähleranordnung gestattet es, einen größeren Bereich des Spektrums simultan aufzunehmen. Das hierzu nötige Detektorsystem wird durch rasterartiges Aufdampfen von Goldstreifen auf die Vorderseite eines n-leitenden Siliziumgrundmaterials hergestellt. Der günstigste Rasterstreifenabstand beträgt ca. 0,4 mm bei 0,6 mm Kontaktbreite. Über Messungen der Pulshöhenverteilungen, des Übersprechverhaltens und der Ansprechwahrscheinlichkeit wird berichtet. Wegen verschiedener Streueffekte der Elektronen im Detektor ergibt sich, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit von der Energie der Elektronen abhängt, so daß Intensitätsbestimmungen nur mit größerem Fehler möglich ist.

Pro Detektorstreifen wird ein Verstärker verwendet, dessen Ausgang auf eine Adressierelektronik gegeben wird. Impulse, die ein einstellbares Diskriminatorniveau übersteigen, werden je nach Ursprung auf verschiedene Höhe gebracht und können dann in einem Vielkanalanalysator registriert werden. Die angeschlossene Elektronik gestattet die sofortige Überwachung des Teilchennachweises, wodurch sich ein wesentlicher Nachteil des β -Spektrographen mit photographischem Teilchennachweis vermeiden lässt. Der Intensitätsbereich ist beim elektronischen Teilchennachweis um viele Größenordnungen größer als bei photographischer Registrierung. Durch Messungen an radioaktiven Präparaten wie Cs 137 und Au 198 wird die Eignung des Rasterzählerprinzips demonstriert. Wegen der etwas schlechteren Ortsauflösung von ca. 0,6 mm wird die Energieauflösung der photographischen Methode nicht erreicht.

Maximal wurden 16 Rasterzähler verwendet. Ihre Zahl wird durch die Größe der verwendeten Siliziumstücke begrenzt. Bei Benutzung einer größeren Zahl von Detektoren müssen mehrere Siliziumstücke nebeneinander gesetzt werden. Die Anwendung des Rasterzählerprinzips für die Untersuchung von Konversionselektronen beim Einfang thermischer Neutronen ist auch in günstigen Fällen wegen der niedrigen Zählrate besonders bei Verwendung von Spektrometern geringer Luminosität und wegen der hohen Untergrundzählrate, bedingt durch den kleinen Abstand zwischen Quelle und Detektor, kaum möglich. Es wird über Abschätzungen der Zählrate und über Experimente zur Ermittlung des Untergrundes berichtet.

Abschließend wird eine Meßmethode vorgeschlagen, mit deren Hilfe es mit einem modernen Spektrometer und mit den entwickelten Rasterzählern möglich sein sollte, Konversionselektronen beim Einfang thermischer Neutronen zu untersuchen.

Herrn Professor Dr. E. S c h o p p e r bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit, die ich im Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main durchführen konnte, und für die Unterstützung und interessierte Anteilnahme zu großem Dank verpflichtet.

Herrn Professor Dr. N. F i e b i g e r danke ich für seine stete Förderung der Arbeit und besonders für die Anregungen beim Einsatz des Spektrometers zur Untersuchung der Konversionselektronen beim Neutroneneinfang.

Herrn Dipl. Phys. H. N a n n bin ich für die Herstellung einiger Halbleiterdetektoren zu Dank verpflichtet.

Bei der Diskussion elektronischer Fragen halfen mir in dankenswerter Weise die Herren W. K e s s e l sowie H. J. U r b a n .

9. Literaturverzeichnis

1. M. Waldschmidt, N. Fiebiger und E. Schopper
Ein simultanregistrierender, magnetischer β -Spektrograph
AED-AB-1966-03-6046
2. K. Siegbahn
Alpha-, Beta- und Gamma-Ray Spectroscopy
Amsterdam 1965
3. P. Kleinheins
Intensitätsmessungen im 180° - β -Spektrographen durch
Auszählen der Elektronenspuren in Kernspurplatten
Dissertation 1956
4. P. Kleinheins
Z. Naturforsch. 11a (1956) 252
5. W.Y. Chang und S. Rosenblum
A simple counting system for α -ray spectra and the
energy distribution of Po- α -particles
Phys. Rev. 67 (1945) 222
6. B. Elbek and M. Nakamura
Multichannel detector for use in particle spectrometers
Nucl. Instr. and Meth. 10 (1961) 164
7. W. Parkinson and O.M. Bilaniuk
Solid-state detectors for high resolution nuclear spectroscopy
Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 1136
8. O.M. Bilaniuk, B.B. Marsh, A.K. Hamann and J.C. Heurtley
An array of solid state counters with delay line pulse
sorting
Nucl. Instr. and Meth. 14 (1961) 63

9. G. Dearnalley and A.B. Whitehead
The semiconductor surface barrier for nuclear particle detection
Nucl. Instr. and Meth. 12 (1961) 205
10. S.S. Friedland, F.P. Ziemba, R.M. Olson and H. Delyser
I. R. E. Trans. Nucl. Sci., NS-9, Nr. 3, 391 (1962)
11. K. Lauterjung, H. Pokar, J. Schimmer und R. Stäudner
Grenzschichtzähler für Orts- und Energiebestimmung
Nucl. Instr. and Meth. 22 (1963) 117
sowie Bericht des Max-Planck-Institutes Heidelberg
(1962) V 10
12. E. Norbeck
Conf. on Instrumentation Techniques in Nucl. Measurements, Monterey, Calif., April 1963
13. O.M. Bilaniuk and B.B. Marsh
Nuclear Electronics (International Atomic Energy Agency, Vienna (1962) 231
14. P. Kleinheinz, private Mitteilung
15. E. Moll und E. Kankaleit
Ein eisenfreies Beta-Spektrometer mit toroidförmigem Magnetfeld
Nukleonik 7 (1965) 180
16. O. Meyer
Ein rauscharmer ladungsempfindlicher Vorverstärker mit Feld-Effekt-Transistoren
Nucl. Instr. and Meth. 33 (1965) 164
17. A.E. Grün, E. Schopper und B. Schumacher
Anwendung intensiver Korpuskularbündel zur Anregung von Gasen
Z. Angew. Physik 6 (1954) 198
18. K.H. Steigerwald
Thermische Feinbearbeitung mit Elektronenstrahlen
Feinwerktechnik 66 (1962) 45

19. G. Dearnalley and D.C. Northrop
Semiconductor Counters for Nuclear Radiations
London 1964
20. G.L. Miller, W.M. Gibson and P.F. Donovan
Semiconductor Particle Detectors
Ann. Rev. of Nucl. Sci. 12 (1962) 189
21. J.L. Blankenship
I. R. E. Trans. on Nucl. Sci., NS-7 (1960) 192
22. J.M. McKenzie and G.T. Ewan
I. R. E. Trans. on Nucl. Sci., NS-8 (1961) 50
23. G. Vallois in einem Konferenzbericht
L'Utilisation des Détecteurs a Semi-Conducteurs en
Physique Nuclear: Université de Liege, Sep. 1963,
p. 105
24. B. Walthard, L. Schellenberg und O. Huber
Halbleiterdetektoren als Zähler für ein magnetisches
Beta-Spektrometer
Helvetia Physica Acta 38 (1965) 299
25. L.G. Honasson
Low noise solid state amplifiers for semiconductor
detectors
Nucl. Instr. and Meht. 26 (1964) 104
26. G.A. Graves, L.M. Langer und R.D. Moffat
K/(L+M) International Conversion Ratios for M⁴ Transitions
Phys. Rev. 88 (1952) 344
27. M.E. Rose
Internal Conversion Coefficients
Amsterdam 1958
28. T. v. Egidy
Ann. Physik VII 9 (1962) 221

29. G. Bäckström, A. Bäcklin, N.E. Holmberg
A magnetic spectrometer for neutron capture experiments
Nucl. Instr. and Meth. 16 (1962) 199
30. H. Hanle
Absolutbestimmung des thermischen und epithermischen
Neutronenflusses am FRF mit Goldsonden
Diplomarbeit 1961
31. T. v. Egidy, E. Bieber und T.W. Elze
Das Konversionselektronenspektrum von Au 198 nach
Neutroneneinfang
Externer Bericht der TH München, 1966
32. O.W.B. Schult
Präzisionsmessung der niederenergetischen Neutronen-
Einfang γ -Strahlung bei Gd 156, Gd 158, Sm 150, Sm 153
und Eu 152
Z. Naturforsch. 16a (1961) 927
33. L. v. Groshev, A. Demidov, V. Ivanow and V. Pelekhov
Levels of the nucleus Sm 150 excited in the (n, γ) re-
action
Nucl. Phys. 43 (1963) 669
34. K. Schmölling
Diplomarbeit in Vorbereitung
35. W.C. Parker, M. de Croes and K. Sevier jr.
Some methods in the preparation of radio-active
materials for use in beta-spectroscopy
Nucl. Instr. and Meth. 7 (1960) 22
36. K.E. Bergkvist
A scheme for high-luminosity high resolution internal
and external conversion measurements
in Internal Conversion Processes, Tagungsbericht
Nashville 1966, Ed. J.H. Hamilton

Lebenslauf

Am 7. März 1938 wurde ich als Sohn des Oberingenieurs Dr. Ernst Waldschmidt und seiner Ehefrau Johanna Waldschmidt geb. Sengpiel in Berlin geboren.

Während des Krieges waren meine Mutter, meine Schwester und ich in dem hessischen Dorf Nausis evakuiert. Hier ging ich zunächst zur Volksschule, später in die Melanchthon-Schule in Neukirchen, Kreis Ziegenhain. 1949 kehrten wir nach Berlin zurück, wo ich das Realgymnasium der Freiherr-vom-Stein-Schule besuchte und 1956 das Abitur ablegte.

Im Anschluß daran war ich 6 Monate in den verschiedenen Werkstätten der Siemens-Schuckertwerke AG als Praktikant tätig. Seit Herbst 1956 studierte ich Physik an der Technischen Universität Berlin und legte 1959 das Vordiplom-examen ab. Meine Diplomarbeit, die ich bei Herrn Professor Dr. H. Boersch am 1. Physikalischen Institut der Technischen Universität ausführte, bezog sich auf die experimentelle, magnetooptische Untersuchung dünner, ferromagnetischer Gadolinitiumschichten. Während dieser Arbeit war ich gleichzeitig Hilfsassistent am dortigen Institut. Im Frühjahr 1963 beendete ich das Studium in Berlin mit der Diplom-Hauptprüfung in den Fächern: Experimentalphysik, theoretische Physik, physikalische Chemie und Hochfrequenztechnik.

Anschließend begann ich meine Dissertationsarbeit bei Herrn Professor Dr. E. Schopper als Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt. Seit dem 11. Juni 1965 bin ich mit Frau Dipl. Math. Renate Waldschmidt geb. Ernst verheiratet.

